



Supernovae

R. Schaeffer

► To cite this version:

R. Schaeffer. Supernovae. École thématique. Ecole Joliot Curie "La physique nucléaire du laboratoire aux étoiles", Maubuisson, (France), du 10-15 septembre 1990 : 9ème session, 1990. cel-00647705

HAL Id: cel-00647705

<https://cel.hal.science/cel-00647705>

Submitted on 2 Dec 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

SUPERNOVAE

Richard Schaeffer

Service de Physique Théorique de Saclay[†]
F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex

RESUME

Les supernovae sont des explosions d'étoiles dues soit à une réaction thermonucléaire qui s'emballe, soit à un effondrement gravitationnel du coeur d'une étoile massive, suivi d'une onde de choc qui éjecte les couches externes. Si le processus qui leur donne naissance est compris qualitativement, il ne l'est pas dans son détail quantitatif. Ceci représente un défi sérieux pour la théorie de ce stade ultime de l'évolution stellaire, et pourrait remettre en cause nos acquis tant sur les taux de réactions nucléaires dans la période précédant l'effondrement, que sur l'équation d'état de la matière dense ou sur le transport de neutrinos. Nous décrivons les divers types de supernovae, leur rôle dans la synthèse et le recyclage des éléments, ainsi que le mécanisme de leur explosion, portant une attention spéciale à la SN1987A.

ABSTRACT

Supernovae are stellar explosions either due to thermonuclear runaway or to the gravitational collapse of massive star cores, followed by a shock wave that ejects the envelope. If the origin of supernovae is qualitatively understood, a quantitative picture of their explosion is still lacking. This is still a challenge for the theory of these final stages of stellar evolution. It may impose a major revision either of our understanding of the nuclear processes that prevail just before collapse, or of the dense matter equation of state, or possibly of the neutrino transport. We describe the various supernova types, their role in the synthesis and recycling of the various nuclear species, and their explosion mechanism. A detailed review of SN1987A is made.

[†] Laboratoire de la Direction des Sciences de la Matière du Commissariat à l'Energie Atomique.

L'explosion d'une étoile, en février 1987, dans le Grand Nuage de Magellan situé aux confins de notre propre galaxie nous a rappelé que les étoiles ne sont pas éternelles. Elles naissent, vivent et meurent. Malgré les quelques 10^{11} étoiles de notre galaxie, un tel phénomène est cependant si rare qu'il se doit d'être qualifié d'historique. L'explosion d'une étoile se signale par une augmentation de luminosité considérable (10^{10} ordres de grandeur). Des étoiles totalement invisibles tout d'un coup apparaissent avec un éclat supérieur, pendant quelques mois, aux plus brillantes des étoiles connues. Ces "étoiles hôtes" ont été répertoriées par nos anciens, depuis près de deux siècles. La plus ancienne connue (Clark and Stephenson, 1977) est située dans la constellation du Centaure, et a explosé en l'an 185. (Les Chinois avaient, plus d'un siècle avant notre ère, les moyens de répertorier ces événements, mais leurs écrits ne sont pas restés). La supernova de l'an 1054, dans la constellation du Taureau, a donné naissance à la nébuleuse du Crabe, vaste nuage de poussière en expansion, encore étudié aujourd'hui par nombre d'astrophysiciens. Les derniers événements connus dans notre galaxie datent d'avant l'invention de la lunette astronomique par Galilée en 1609. Tycho Brahé en 1572, Képler en 1604 ont eu la chance de pouvoir observer une supernova. L'Astronomie moderne, heureusement, a des moyens assez puissants pour détecter ces événements dans les galaxies extérieures, un par mois en moyenne dans le millier de galaxies les plus proches.

L'étude des supernovae est un des points clef pour la compréhension de l'évolution des galaxies. Tous les éléments chimiques (à l'exception des plus légers qui sont formés lors du Big Bang) que nous trouvons sur terre et dans notre galaxie ont été synthétisés au coeur d'étoiles comme le soleil. Pour se trouver dans le milieu interstellaire, puis dans les planètes du système solaire, il a bien fallu que ces éléments soient éjectés de leur lieu de formation. Ce sont les supernovae qui s'en chargent.

Les nuages de poussière où initialement les éléments lourds sont absents s'effondrent, se chauffent jusqu'à permettre la fusion nucléaire qui signe l'apparition d'une étoile. Comme nous le verrons plus loin, à la fin de la vie des étoiles, ces réactions nucléaires peuvent soit s'emballer et provoquer une gigantesque explosion, soit, au cas où elles deviennent endothermiques, suffisamment diminuer la pression qui soutient l'étoile pour provoquer un effondrement. Il se trouve que, dans les deux cas, une fraction appréciable, voire la totalité de la matière de l'étoile est éjectée. Contenant des éléments lourds (comme O, Si, Mg, Fe etc...), ces éjecta enrichissent le milieu interstellaire en se mélangeant au gaz encore présent. Ce gaz forme des nuages qui peuvent devenir instables, s'effondrer, former de nouvelles étoiles qui à leur tour éjectent une partie des éléments qu'elles ont synthétisés. La répétition de ce processus engendrera les éléments que nous trouvons sur terre, dans les proportions "naturelles" que nous observons. Savoir quelles étoiles explosent, au bout de combien de temps, quelle fraction de nouveaux éléments elles forment, c'est comprendre à travers les supernovae l'histoire de notre galaxie, et plus généralement l'évolution de toutes les galaxies.

L'importance des supernovae, qu'il fallait distinguer d'autres phénomènes stellaires passagers, est reconnue depuis les travaux prémonitoires de Baade et Zwicky (1934), qui ont lancé leur étude. Une telle entreprise est loin d'être simple. Pour observer un ou deux événements par mois, il faut observer des dizaines de galaxies chaque nuit, connaître leur

forme et savoir si elle a changé. Depuis près d'une décennie certains groupes dans l'Arizona ou encore à Berkeley essaient d'apprendre à effectuer cette tâche à un ordinateur. Leurs efforts ont, jusqu'à présent été vains. (Ils pourraient cependant aboutir sous peu). C'est le pasteur Evans, de Hazelbrook en Australie qui, connaissant par coeur le profil d'un millier de galaxies, en observe une partie chaque nuit et nous signale, avant que les ordinateurs n'aient pu les reconnaître, l'apparition de la grande majorité des supernovae. D'autres observateurs, étudiant pour des raisons étrangères à notre problème telle ou telle galaxie, où, par hasard, apparaît une supernova, sont à l'origine de la découverte du reste des explosions répertoriées. Nous disposons, depuis 1934, de plusieurs centaines d'évènements. Depuis les premiers travaux de Zwicky, nous savons qu'il y a plusieurs sortes de supernovae, classées en Type I (SNI) et Type II (SNII), et distinguées par la composition de la matière éjectée. Divers mécanismes d'explosion, tant pour les SNI que pour les SNII, sont encore possibles. Les tenants de chaque scénario s'affrontent énergiquement. La première partie sera consacrée à faire le point de la question, qui évolue encore au fil du temps. La seconde partie sera consacrée à l'examen détaillée des enseignements que nous avons pu tirer de l'explosion de la SN1987A du Grand Nuage de Magellan.

I. LES DIVERS TYPES DE SUPERNOVAE

1) L'évolution stellaire

Un nuage de gaz qui s'effondre et forme une étoile contient environ 25% d'Hélium et 75% d'Hydrogène, plus une très faible fraction d'éléments plus lourds synthétisés dans une génération précédente d'étoiles. Lorsque la température est suffisante, la fusion de l'Hydrogène (par une chaîne de réaction qui aboutit à l'Hélium) produira assez d'énergie pour stabiliser le nuage. Cette fusion, très lente, durera pendant pratiquement toute la vie de l'étoile: 10^7 à 10^{12} ans pour des masses allant de quelques dizaines à une fraction de masse solaire (Fig.1). Au bout de ce laps de temps, l'hydrogène s'est épuisé au centre de l'étoile qui commence, par manque d'énergie en son centre, à se contracter à nouveau. L'élévation de température va permettre la fusion de l'Hélium en Carbone et Oxygène. Lorsque ces réactions se produisent, l'étoile change totalement d'état, se gonfle démesurément sous l'effet de la production d'énergie, et devient une géante rouge. L'étoile brûle alors l'Hélium en son centre, et l'Hydrogène à la séparation entre le coeur d'Hélium et les couches externes.

L'interaction entre les réactions nucléaires dans ces deux sites va être dramatique pour toutes les petites étoiles ($M < 8$ à 10_{\odot}). Elles traversent alors une période très troublée de leur existence, avec plusieurs phases d'instabilité où toute la partie extérieure va être éjectée. Il ne restera en fin de compte qu'un coeur d'environ une masse solaire, fait essentiellement d'Hélium, de Carbone et d'Oxygène, qui va se refroidir, se contracter et être stabilisé par la pression de dégénérescence des électrons. C'est le stade ultime de l'immense majorité de ces étoiles, sous forme de *naines blanches*, dans lesquelles beaucoup d'énergie nucléaire inutilisée reste disponible.

Les naines blanches ont une masse maximale. En effet, la pression due aux électrons se comporte en fonction de la densité comme $P \sim \rho^{4/3}$, les électrons étant ultrarelativistes pour une masse suffisamment grande ($P \sim \rho^{5/3}$ pour des électrons non relativistes). Le potentiel d'attraction gravitationnelle $V = G M/R$ se compore aussi comme $V \sim \rho^{4/3}$ lorsque à masse fixée le rayon décroît. Sous l'effet d'une contraction, l'augmentation de pression qui devrait stabiliser l'étoile est exactement compensée par l'augmentation de l'attraction gravitationnelle. De petits effets peuvent dans ce cas faire pencher la balance dans un sens ou l'autre: stabilité ou effondrement. Les électrons ne sont pas tout à fait ultrarelativistes, et la pression augmente un peu plus vite que $\rho^{4/3}$, ce qui est en faveur de la stabilité. Mais la gravité augmente elle aussi un peu plus vite que $\rho^{4/3}$ à cause des effets de relativité générale qui sont d'autant plus importants que la masse de l'étoile est plus élevée. Il y a une masse au-delà de laquelle ces derniers effets l'emportent, masse qui doit être d'autant plus grande que la fraction d'électrons par unité de masse est plus élevée: la masse de Chandrasekhar

$$M_{ch} = 5.8 Y_e^2 M_{\odot}$$

où Y_e est le nombre d'électrons par nucléon .

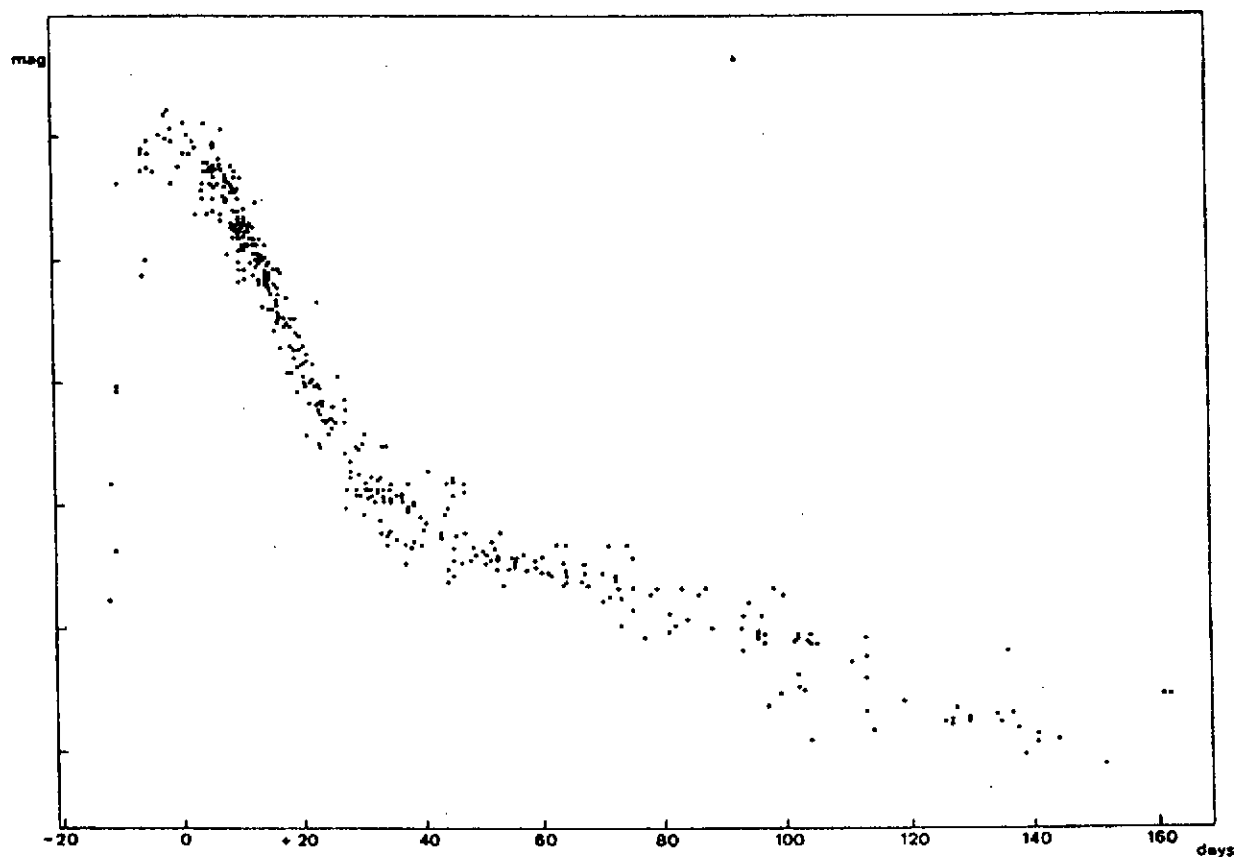


Figure 2: Courbe de lumière typique d'une SNI. Plusieurs courbes de lumière ont été superposées pour montrer leur grande similitude. Le pic correspond au début de la transparence de l'étoile en expansion, les deux pentes exponentielles à la décroissance radioactive du ^{56}Ni (période: 6 jours), puis du ^{56}Co (période: 77 jours). D'après Barbon et al. (1979), cités par Trimble (1982).

Les étoiles de masse plus élevées passent le cap difficile de la fusion de l'Hélium sans trop d'encombre. Elles arrivent notamment à garder leur enveloppe qui toutefois enflé démesurément sous l'influence de l'énergie nucléaire produite. Leur coeur de Carbone et d'Oxygène va progressivement se contracter (les électrons ne sont pas dégénérés dans ce cas) et d'autres réactions nucléaires forment le Magnésium, le Silicium et finalement le Fer. Ces étoiles extraordinairement lumineuses épuisent rapidement leur énergie nucléaire (le Silicium se transforme en Fer en quelques mois!). Une fois que le coeur de Fer est formé, il n'y a plus de réactions nucléaires génératrices d'énergie qui peuvent se produire. Dès que la masse du coeur d'électrons dégénérés (ultrarelativistes) atteint la masse de Chandrasekhar, celui-ci se contracte et s'effondre sur lui-même. L'étoile à ce moment là est toujours dans le stade *géante rouge*.

Les étoiles très massives ($M > 20M_{\odot}$? la limite est mal définie) cependant génèrent tant d'énergie que leur enveloppe finit par se détacher sous la forme de vents solaires. Elles peuvent perdre une bonne fraction, voire la totalité de leur Hydrogène, et même pour les plus massives, de leur Hélium (Maeder, 1981). A luminosité identique, leur rayon est alors plus petit. Ce sont donc des *étoiles bleues*. L'exemple extrême est celui des étoiles Wolf-Rayet, très bleues, dont la masse $\sim 20M_{\odot}$ est supposée avoir initialement été aux environs de $40M_{\odot}$, et dont la surface est composée de C, N ou O. L'évolution du coeur interne est dans une très large mesure indépendante de celle de la surface. Elles vont donc elles aussi développer au coeur de Fer d'électrons dégénérés susceptibles de s'effondrer.

2) Les supernovae observées

Dès la reconnaissance de l'existence des supernovae, et de leur nature (des explosions d'étoiles), Zwicky s'est rendu compte de l'existence de deux catégories d'événements très différents, que l'usage a consacré comme étant les Types I et II, présentant chacun un ensemble de propriétés caractéristiques. Pour ces raisons de commodité, il a été décidé de choisir l'une des caractéristiques, le contenu en hydrogène, pour définir le type.

Une supernova se reconnaît par l'apparition soudaine d'une émission lumineuse très intense. L'observation de l'objet montre que ses couches externes sont en expansion, à des vitesses très élevées. C'est la composition de ces couches qui est utilisée pour définir le type de la supernova. Si celles-ci ne contiennent pas d'Hydrogène, la supernova est déclarée être du Type I, si elles en contiennent, elle est du Type II (pour plus de détails, voir e.g. Trimble, 1982).

2.1 Les supernovae du Type I

L'évolution de l'énergie lumineuse (la "courbe de lumière") émise par les SNI est extraordinairement semblable d'un événement à l'autre (Fig.2). La luminosité croît en une vingtaine de jours, le temps que les couches en expansion initialement opaques à la lumière (comme l'est le Soleil dont le rayonnement est dû à un lent phénomène de diffusion) deviennent transparentes. La luminosité ensuite décroît presque exponentiellement, avec deux pentes successives, caractéristiques de la radioactivité du $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co}$, avec une période de 6 jours) puis du $^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$, avec une période de 77 jours). La matière éjectée est donc essentiellement formée de ^{56}Ni . Ce dernier, étant radioactif avec une courte période a nécessairement été formé lors de l'explosion. L'analyse du spectre des raies atomiques

émises montre que les éjecta contiennent une quantité non négligeable de ^{28}Si et dans une moindre proportion ^{16}O et ^{12}C .

Les SNI se produisent essentiellement dans les galaxies elliptiques où l'activité liée à la formation des étoiles a cessé depuis longtemps. Les étoiles à l'origine de l'explosion sont donc des étoiles vieilles, et, à cause des temps d'évolution stellaires, donc nécessairement des étoiles peu massives.

L'explication, bien établie maintenant, est qu'il s'agit de naines blanches où, pour une cause encore incertaine, les réactions nucléaires de fusion de C et O se sont rallumées de manière explosive, formant ^{56}Ni (et non Fe car ceci nécessite des réactions β lentes alors que la formation de Ni se fait par capture α), Si, O et C dans des proportions proches de l'équilibre statistique conforme aux énergies de liaison de ces éléments.

Le nombre observé de SNI montre que seule une fraction infime de naines blanches explose. La raison, vraisemblable mais non prouvée, en est que ce sont des naines blanches membres de binaires serrées, rendues instables par un apport de matière du compagnon (qui peut-être tout simplement pourrait lui faire dépasser la masse de Chandrasekhar). Mais d'autres phénomènes pourraient enclencher le processus explosif dans ces étoiles disposant d'une réserve considérable d'énergie.

Les SNI (SNIa) résultent donc de l'explosion thermonucléaire d'un naine blanche.

2.2 Les supernovae de Type Ib

Toute règle a ses exceptions, et il est apparu au cours des années 85-87 (Wheeler et Levreault, 1985; Begelman et Sarazin, 1985; Cahen et al., 1985; Filippenko et Sargent, 1985; Schaeffer, Cassé, Cahen, 1987; Pinto et al., 1988) qu'une partie des SNI avait des propriétés différentes. Ces supernovae ont été baptisées SNIb, et par contrecoup, les précédentes appelées SNIa.

Pour ces supernovae, la courbe de lumière est semblable à celle des SNIa, mais la température de l'objet au maximum de l'émission lumineuse est considérablement plus faible. L'étude des spectres montre une quantité anormalement élevée d'éléments comme Mg, S, Ca synthétisés par les étoiles très massives, mais peu produits dans l'explosion d'une naine blanche. Ces événements se produisent dans des régions de formation active d'étoiles, ce qui aussi est en faveur d'étoiles massives.

Bien que d'autres explications aient été proposées, il est maintenant généralement admis que ces événements sont dues à des étoiles très massives, du type des étoiles Wolf-Rayet, et qui donc ont perdu leur enveloppe d'Hydrogène à cause des vents stellaires, et pour lesquelles le coeur de He, C, N, O est apparent (ce qui explique l'absence d'Hydrogène). Ces étoiles ont un coeur de Fe instable, vis à vis de l'effondrement gravitationnel, et explosent comme les SNII. Comme ces étoiles sont très compactes, l'essentiel de l'énergie de l'explosion va servir à mettre les couches externes en mouvement. L'émission lumineuse est due à la présence de ^{56}Ni , bien moins cependant que lors d'une explosion thermonucléaire. Ces étoiles sont donc sous-lumineuses et nettement plus froides.

2.3 Les supernovae du Type II

Les supernovae contenant de l'hydrogène correspondent de toute évidence à des explosions d'étoiles ayant gardé leur enveloppe. Les courbes de lumière sont plus disparates

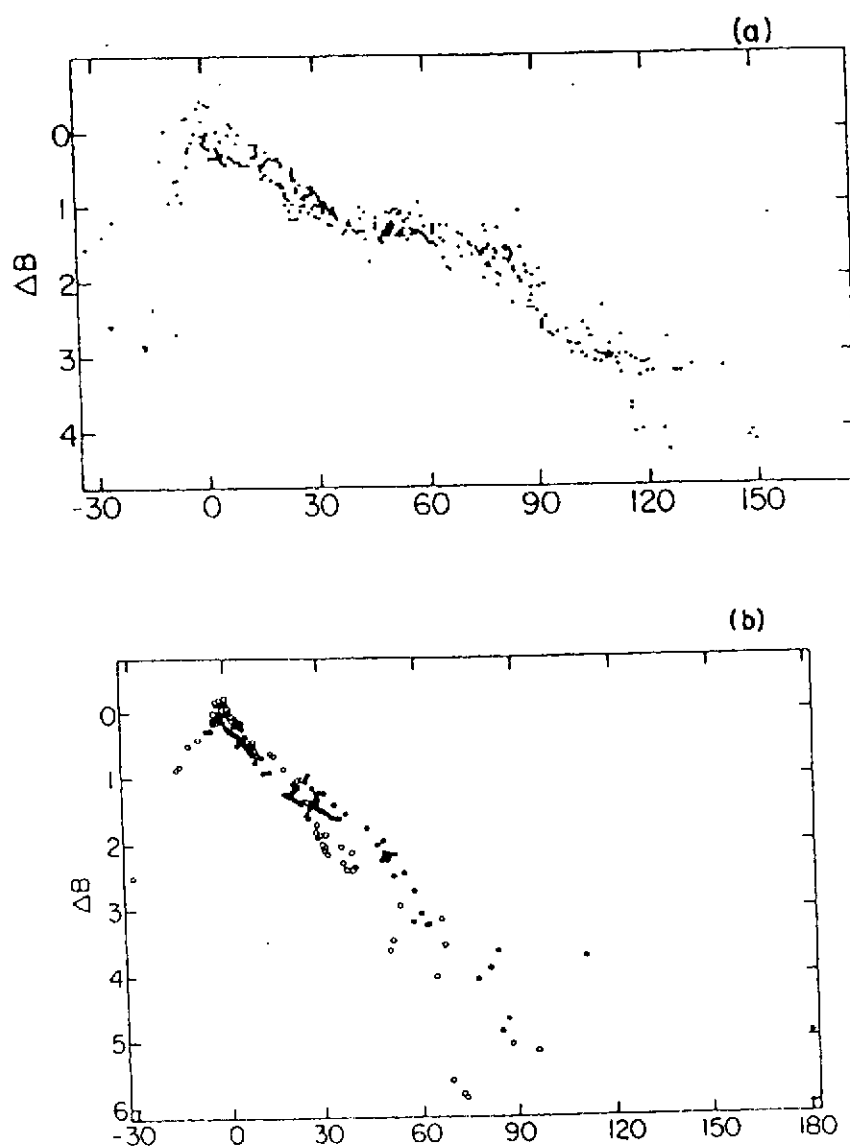


Figure 3: Courbes de lumière de diverses SNII. Quinze évènements sont superposés dans la partie *a*, six autres dans la partie *b*. Le plateau plus ou moins apparent n'existe pas pour les SNI, qui, de plus, ne contiennent pas d'hydrogène. Les différences entre les évènements reflètent sans doute des différences dans la composition des couches externes. D'après Barbon et al. (1979), cités par Trimble (1982).

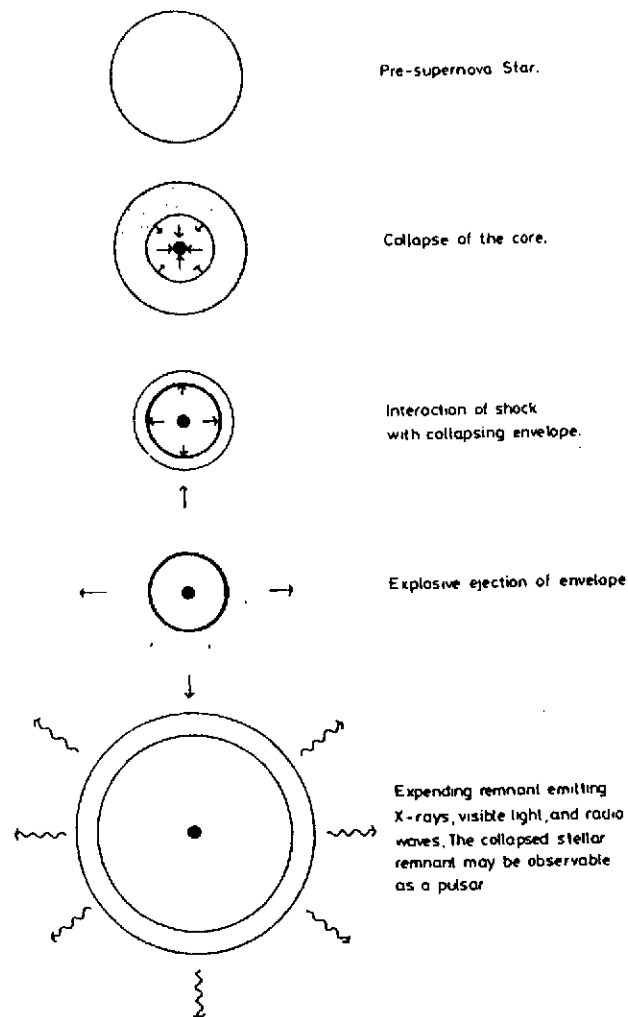


Figure 4: Représentation schématique d'un effondrement d'étoile donnant une supernova (tirée de Clark et Stephenson, 1977).

(Fig.3) d'un événement à l'autre, reflétant sans doute la diversité des configurations externes. Ces supernovae se produisent dans les régions de formation active d'étoiles, ce qui, avec les vitesses d'éjection relativement faibles, est en faveur d'explosions d'étoiles massives. Les géantes rouges, dont l'évolution va jusqu'à la formation d'un coeur de Fer, sont les candidats évidents.

Le scénario de l'explosion est dû à F. Hoyle, qui, dans les années 50 a expliqué que, par manque de combustible nucléaire, le coeur de Fer va s'effondrer sous l'action de son propre poids (Fig.4). L'énergie gravitationnelle libérée chauffe et éjecte les couches extérieures, ce qui donne lieu au phénomène observé, tandis que le coeur se contracte jusqu'à ce que les atomes se touchent et devient une étoile à neutrons. La découverte à la fin des années 60 d'une étoile à neutrons au centre de la Nébuleuse du Crabe, reste d'une supernova observée précisément en cet endroit en l'an 1054 par les Chinois conforte considérablement ce scénario, qui a néanmoins subi au cours des ans quelques modifications. Tout d'abord l'énergie gravitationnelle produite par l'effondrement est de $\sim 10^{53}$ erg. L'énergie lumineuse et l'énergie cinétique des fragments éjectés n'est guère que de $\sim 10^{51}$ erg, ce qui représente une différence considérable. Il s'est avéré par la suite que l'énergie gravitationnelle n'était pas contenue dans l'enveloppe lumineuse, mais émise sous forme de neutrinos. Seule une très faible fraction de l'énergie sert à éjecter les couches extérieures. H. Bethe et al. (1979), Brown et al. (1981), Bethe et Brown (1985) ont, au début des années 80, construit un scénario détaillé pour ces événements. Le coeur de Fer, d'environ $1M_{\odot}$ s'effondre car il a dépassé la masse de Chandrasekhar. L'augmentation de densité induit des captures d'électrons sur les protons des noyaux présents, ce qui ne permet plus à la pression des électrons de compenser même marginalement l'augmentation de l'attraction gravitationnelle. L'effondrement est si rapide (100ms) que les couches externes n'ont pas le temps de réagir. Il ne cessera que lorsque le coeur aura atteint la densité nucléaire: la matière nucléaire, relativement incompressible, arrêtera brusquement l'effondrement. Ce brusque changement se répercute sur la matière encore en chute libre à l'extérieur du coeur et génère une onde de choc qui se propage dans les couches externes, jusqu'à la surface, où elle crée le phénomène visible de la supernovae.

Ce scénario est, selon toute vraisemblance, correct. Les calculs numériques détaillés faits par la suite ont prouvé que la succession des événements était exactement celle décrite par Bethe et Brown. Avec des équations d'état "raisonnables", cependant, le choc qui se propage vers l'extérieur n'a pas suffisamment d'énergie (Baron et al., 1985, 1987) pour arriver à la surface. Avant, cependant de discuter ce problème plus en détail, il est nécessaire de se pencher sur l'étoile à neutrons qui est formée dans ce scénario.

3) Les étoiles à neutrons

Dès la découverte du neutron par Chadwick, en 1932, Landau a attiré l'attention sur l'existence possible de systèmes macroscopiques gravitationnellement liés constitués par des neutrons. Et déjà en 1934, Baade et Zwicky suggéraient que les supernovae étaient la transition entre une étoile ordinaire et une étoile à neutrons. Les tentatives de rechercher ces objets devaient toutes échouer, car elles reposaient sur la détection de leur émission thermique (qui n'a toujours pas pu être mesurée à l'heure actuelle).

TABLE I

Masse initiale (M_{\odot})	→ 8	8 – 15	15 – 20	20 →
Etat final	Naine blanche	Géante rouge	Moyenne bleue	Moyenne bleue
Masse finale (M_{\odot})	1	8 – 15	10 – 12	10 – 20
Rayon	10^9 (~ Terre)	10^{14} (~ Syst. solaire)	$10^{10} - 10^{12}$ (~ Soleil)	$10^{10} - 10^{12}$ (~ Soleil)
Hydrogène	non	oui	oui	non
Type SN	SNIa (si binaire)	SNII	SNIIb	SNIb
Cause explosion	Thermonucléaire	Collapse cœur	Collapse cœur	Collapse cœur

Etats ultimes de l'évolution stellaire selon la masse initiale de l'étoile, et types de supernovae.

A la fin des années 60, cependant, A. Hewish et ses collaborateurs avaient construit un récepteur radio destiné à mesurer la scintillation de certaines sources et qui, de ce fait, détectait les signaux avec une haute définition temporelle. Quelle ne fut pas sa surprise dans les derniers mois de 1967 d'enregistrer un signal périodique (Fig.5) qui se répétait toutes les secondes, avec une régularité impressionnante. Aucun des objets célestes connus à l'époque n'émettait un tel signal. De la largeur du signal ($\Delta t \sim 20\text{ms}$) l'on déduisait que la taille de l'émetteur ne devait pas excéder $c\Delta t \sim 6000\text{ km}$, de l'ordre du rayon terrestre. Signal envoyé par une autre civilisation de notre système solaire? L'extrême régularité pouvait le laisser penser, et le signal a été au début baptisé "LGM" (Little Green Man, car les théoriciens pensaient à l'époque que les habitants des planètes voisines étaient petits et verts). Mais l'on aperçut rapidement que le signal était émis à toutes les fréquences voisines et n'était donc pas le fait d'êtres intelligents. Aussi, au fur et à mesure que la terre tournait autour du soleil, la constance de la direction de l'émission indiquait une origine bien plus lointaine. Dès 1968, un pulsar avec une période de l'ordre de $1/30$ de secondes était découvert au centre de la Nébuleuse du Crabe, reste de la supernova de 1054 vue par les chinois, ainsi que dans Vela, autre reste de supernova. En l'espace de quelques mois, avec la découverte de plusieurs autres "pulsars", le mystère était élucidé: il s'agissait d'étoiles à neutrons. Le signal observé est dû à leur rotation et est produit par leur champ magnétique dont l'axe ne coïncide pas parfaitement avec l'axe de rotation (Fig.6).

3.1 Propriétés observées

Il est possible de déterminer la masse de certaines étoiles à neutrons qui font partie de systèmes binaires. Un petit nombre d'étoiles seulement se prêtent à une telle estimation, donnant des masses comprises entre 1 et 2 masses (Joss et Rappaport, 1984), certaines déterminations étant relativement précises (Taylor et Weisberg, 1984):

$$M \sim 1.42 \pm 0.03 M_{\odot} \quad (1)$$

pour le pulsar PSR1913+16. En raison de leur mécanisme de formation (voir plus loin), l'on pense que toutes les étoiles à neutrons ont une masse de 1.2 à $1.6 M_{\odot}$. Toutes les observations sont consistantes avec ces estimations, bien que certaines masses mesurées aient une valeur "probable" plus élevée, atteignant près de $1.9 M_{\odot}$.

L'estimation du rayon peut se faire grâce aux photons dus à l'annihilation e^+e^- . Le spectre de ces photons devrait avoir un maximum à 511 keV . Ce maximum est bien observé (Mazets et al., 1979) dans l'émission γ des étoiles à neutrons, mais aux environs de 400 keV . La différence est attribuée au redshift gravitationnel que subit le photon quittant l'étoile à neutrons:

$$\begin{aligned} \hbar\omega &= \hbar\omega_{em}/(1+z) \\ z &\approx \frac{GM}{Rc^2}, \end{aligned} \quad (2)$$

ce qui donne des rayons de l'ordre de 10 km .

Une confirmation de ces ordres de grandeur est obtenue par la détermination du moment d'inertie de l'étoile (Baym et Pethick, 1975). Sachant que le pulsar du Crabe

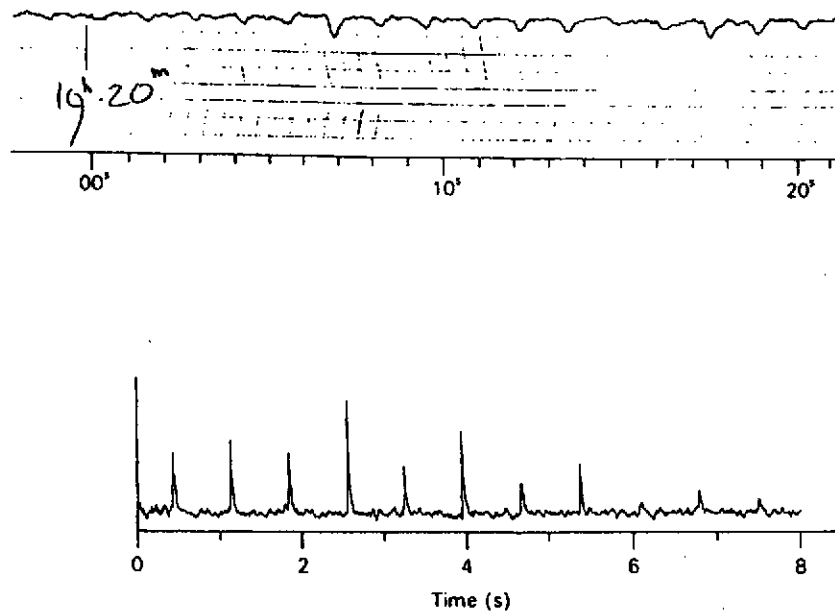


Figure 5: Enregistrement du signal d'un pulsar, étoile à neutrons en rotation rapide possédant un champ magnétique. Haut: premier signal observé par A. Hewish et J. Bell. Bas: signal typique. D'après Manchester et Taylor (1977).

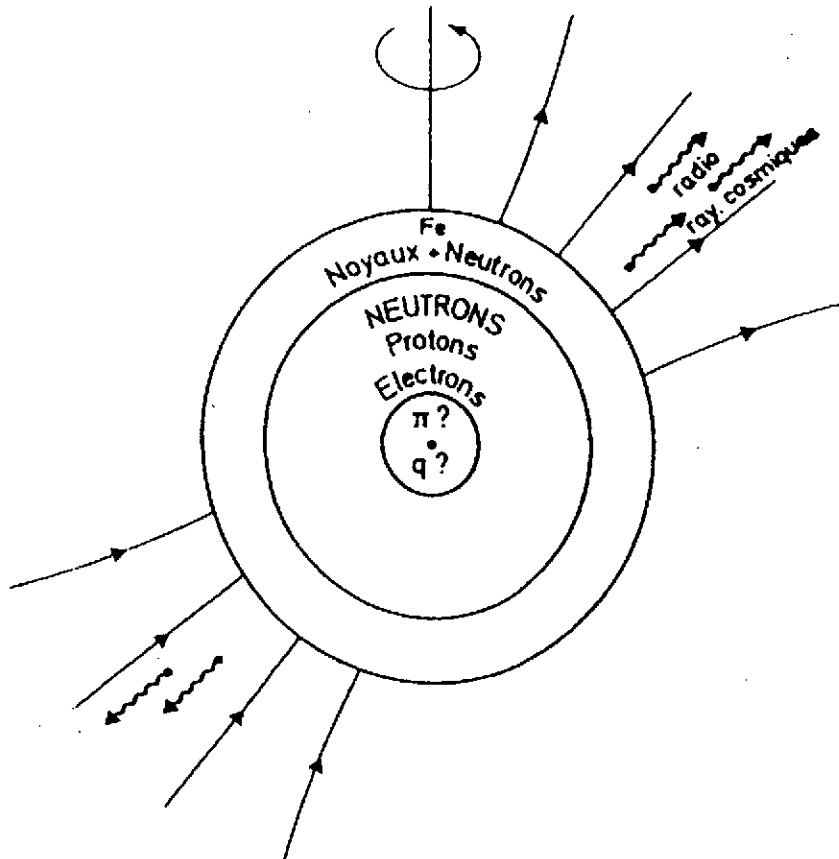


Figure 6: , Représentation schématique d'une étoile à neutrons.

émet plus de $7 \cdot 10^{37}$ erg par seconde et que le ralentissement de sa rotation correspond à $\frac{1}{\Omega} \frac{d\Omega}{dt} \sim -1.3 \cdot 10^{-11} \text{s}^{-1}$, il est facile de déduire (utilisant $\Omega = 190 \text{s}^{-1}$) :

$$I \geq 1.5 \cdot 10^{44} \text{g cm}^{-2} \quad (3)$$

à comparer avec le moment d'inertie d'un corps rigide de masse $1.4M_{\odot}$ et de rayon 10 km : $I \sim 10^{45} \text{g cm}^{-2}$.

Ces valeurs de M et de R donnent un ordre de grandeur de la densité moyenne de l'étoile:

$$\rho \sim 5 \cdot 10^{14} \text{g cm}^{-3}. \quad (4)$$

La densité moyenne du soleil (et de la terre) est de l'ordre de 1g cm^{-3} , soit 10^{15} fois plus petite. Par contre, la densité de nucléons à l'intérieur des noyaux est de l'ordre de

$$\rho_N \sim 3 \cdot 10^{14} \text{g cm}^{-3}, \quad (5)$$

étonnamment proche de l'estimation (4) faite à partir des observations.

La température d'une étoile à neutron n'a pu encore être mesurée, malgré les effets considérables déployés à cette fin. Les bornes supérieures actuelles donnent (Tsuruta, 1986)

$$T_{\text{surf}} < 2 \cdot 10^6 \text{K}, \quad (6)$$

ce qui implique des températures intérieures de 10^8 à 10^9K .

Le champ magnétique à l'extérieur de l'étoile peut aussi être mesuré (Manchester et Taylor, 1977) grâce à son effet sur le spectre des rayons X émis par l'étoile. Les estimations tournent autour des valeurs:

$$B \sim 10^{12} - 10^{13} \text{G} \quad (7)$$

3.2 Composition interne

Plusieurs zones de composition très différentes se succèdent lorsque l'on se rapproche du centre de l'étoile à neutrons (Fig.6).

La croûte

La matière neutronique, dont nous parlerons plus loin, n'est pas stable à pression nulle. A la surface de l'étoile se développe donc une croûte faite de noyaux (Baym et Pethick, 1975), qui va fournir la pression nécessaire pour que l'intérieur puisse être liquide. Cette surface est très importante par ses dimensions: 1 km, soit 10% du rayon. Elle l'est moins par sa masse qui n'est guère plus grande que 10^{-3} masses solaires. La densité y décroît de $\rho \sim 10^{14} \text{g cm}^{-3}$ jusqu'à 8g cm^{-3} . Aux densités élevées, les noyaux de la croûte sont très éloignés de ceux que l'on trouve sur terre. En effet, il n'est pas possible d'ajouter trop de protons aux noyaux "naturels" en raison de l'interaction Coulombienne, ni trop de neutrons à cause de l'instabilité de ces derniers par interaction faible: $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$. Cette dernière réaction est inhibée dans la croûte des étoiles à neutrons et il se forme des noyaux avec un nombre de neutrons énorme, baignant dans un gaz de neutrons libres. Par exemple, il y existe des noyaux $^{2000}_{50}\text{Sn}$ avec 50 protons et 1950 neutrons! Pour des densités

plus faibles, il n'y a pas de neutrons libres et les noyaux deviennent plus normaux. La surface est composée de ^{56}Fe , le plus stable des noyaux (à pression nulle).

L'intérieur liquide

Compte tenu des densités et des températures régnant à l'intérieur de l'étoile, celui-ci est constitué de matière nucléaire dégénérée à température pratiquement nulle. La majeure partie de l'étoile est faite de neutrons. Ceci est aisé à comprendre. L'équilibre par rapport aux interactions faibles impose

$$\mu_n = \mu_p + \mu_e. \quad (8)$$

Aux densités considérées, toutes les particules (protons, neutrons, électrons) sont des liquides de Fermi dégénérés. Les baryons sont non-relativistes. Le moment de Fermi de particules de spin 1/2 est relié à leur densité par

$$n_i = \frac{p_i^3}{3\pi^2 \hbar^3}. \quad (9)$$

La neutralité de charge impose

$$n_p = n_e, \quad (10)$$

et donc

$$p_p = p_e. \quad (11)$$

Le potentiel chimique des électrons est donc

$$\mu_e = p_e c \quad (12)$$

tandis que celui des protons et des neutrons est

$$\mu_{p(n)} = \frac{p_{p(n)}^2}{2m}. \quad (13)$$

Ceci impose $\mu_p \ll \mu_e$ et donc $\mu_n \sim \mu_e$.

Le rapport des densités de protons et de neutrons est donc

$$\frac{n_p}{n_n} = \left(\frac{p_n}{2mc} \right)^3 \sim 3 \cdot 10^{-3} \quad (14)$$

car $p_n \sim 300 \text{ MeV}/c$ aux densités nucléaires.

L'équation d'état de cette phase a été l'objet de nombreuses études. Les diverses propositions seront discutées dans le chapitre suivant.

Le coeur

La physique du coeur est, dans une très large mesure, encore inconnue. En effet, la matière nucléaire étant incompressible, du moins à l'échelle terrestre, les densités allant jusqu'à $5\rho_N$ ou plus ne sont pas accessibles à l'expérience. Il est possible que jusqu'aux densités les plus élevées, l'étoile soit composée de neutrons. La question cependant reste ouverte et d'autres possibilités peuvent être envisagées.

Coeur solide

Les forces nucléaires sont répulsives à grande densité, mais elles ont aussi une petite partie attractive pour une distribution spatiale particulière des nucléons. L'on pensait donc que le coeur d'une étoile à neutrons pouvait avoir une structure cristalline. L'interaction nucléaire aux courtes distances cependant est en $1/r$ seulement, ce qui n'est pas suffisant pour localiser les nucléons.

Condensation de pions

Nous avons vu que le potentiel chimique des neutrons était bien plus grand que celui des protons. Si

$$\mu_n - \mu_p > m_\pi \quad (15)$$

la réaction

$$n \longrightarrow p + \pi^- \quad (16)$$

crée un grand nombre de pions. L'estimation de la différence $\mu_n - \mu_p$ pour un liquide de Fermi sans interaction donne

$$\mu_n - \mu_p \sim 100 \text{ MeV}. \quad (17)$$

L'on peut cependant espérer que les interactions du pion avec la matière nucléaire fournissent l'énergie manquante. Les estimations les plus récentes montrent que cette transition pourrait avoir lieu à des densités de l'ordre de $4\rho_N$ ou plus (trop élevées pour avoir une influence importante sur les propriétés de l'étoile), mais qu'un seuil à $3\rho_N$ n'est pas vraiment exclu (ce qui impliquerait un condensat de l'ordre de quelques kilomètres au centre des étoiles à neutrons). Un phénomène similaire peut donner lieu à l'apparition de mésons K et de baryons étranges (Kaplan et Nelson, 1986; Brown et al., 1987). L'intérêt de ces nouvelles phases est que le refroidissement d'une étoile à neutrons par émission de neutrinos est considérablement accéléré en présence d'un condensat de pions. Or, justement, les températures mesurées sont notablement plus basses que les températures attendues.

Matière de quarks

Contrairement à la condensation de pions, qui pourrait ne pas exister si l'interaction pion-matière nucléaire n'a pas les bonnes propriétés, la transition vers la matière de quarks doit nécessairement se produire à suffisamment grande densité. Aux pressions considérées, la nouvelle phase serait de la matière de quarks étrange, composée en proportions à peu près égales de quarks u , d et s .

Dans le modèle du sac, l'énergie de la matière de quarks est à température nulle, donnée par

$$E = B + \frac{3}{4\pi^2} \sum_i \left(1 + \frac{2\alpha}{3\pi}\right) p_i^4 \quad (18)$$

si l'on néglige les masses des quarks. La somme est à faire sur toutes les espèces présentes, B est la constante du sac et α la constante de couplage de QCD, sa contribution étant, ici, évaluée au 1er ordre. Cette expression de l'énergie donne lien à une transition de phase de 1ère espèce. Pour les valeurs de B et de α tirées de la phénoménologie des masses hadroniques ($B \sim 56 \text{ MeV Fm}^{-3}$ et $\alpha \sim 2.2$), la transition se passe à des densités trop

élevées pour être intéressante dans les étoiles à neutrons. Ces conclusions ne sont pas modifiées pour des quarks massifs ($m_s \sim 250$ MeV, m_u et m_d négligeables). Cependant, utiliser les constantes effectives B et α , déduites des systèmes à 3 quarks calculés au 1er ordre en α , pour la matière à un grand nombre de quarks n'est pas vraiment justifié. Il suffirait d'une légère différence dans les valeurs de ces constantes pour qu'une étoile à neutrons ait un coeur de quarks déconfinés.

L'équation d'état déduite de QCD donne des résultats similaires: il est difficile de conclure en raison de la très grande sensibilité des résultats à la valeur du paramètre d'échelle Λ qui est introduit dans la constante de couplage α par la renormalisation. Pour $\Lambda = 180$ MeV, la transition a lieu à une densité de l'ordre de $4\rho_N$, pour $\Lambda = 800$ MeV, elle est repoussée au-delà de $10\rho_N$. Une phase de quarks déconfinés au centre des étoiles à neutrons pourrait, elle aussi, résoudre le problème du refroidissement des étoiles à neutrons.

L'existence d'une phase condensée au coeur d'une étoile à neutrons est très aisément reconnaissable grâce à l'amortissement des oscillations de l'étoile qui est extrêmement fort. Par exemple, la transition entre la matière de quarks u, d, s et la matière nucléaire normale nécessite un certain nombre d'interactions faibles changeant l'étrangeté de la matière constituante. Ceci induit un retard dans la transition et donc une dissipation d'énergie (Wang et Lu, 1984).

La récente suggestion de Witten (1984) que la matière de quarks pouvait être la phase stable même à pression et température nulles a relancé ce sujet d'études (Haensel et al., 1986; Alcock et al., 1986). L'existence de matière de quarks plus stables que les noyaux impliquerait que toute l'étoile à neutrons est sous forme de quarks (il n'y a plus de neutrons dans l'étoile!), y compris sa surface. Il est cependant surprenant de constater que les "étoiles à quarks" ont des propriétés (rayon, moment d'inertie, etc...) extrêmement proches de celles des étoiles à neutrons.

3.3 Masse maximum des étoiles à neutrons

La stabilité des étoiles à neutrons résulte de l'équilibre entre la pression de dégénérescence des neutrons $P \sim \rho^\gamma$, $\gamma \sim 2 - 3$ et l'attraction gravitationnelle $\frac{GM}{R} \sim \rho^{4/3}$. La matière nucléaire étant peu compressible, (γ est grand) il semble que cet équilibre soit très stable. Ceci n'est vrai que dans la limite où les effets de relativité générale sont négligés. Ceux-ci ont pour conséquence d'accroître l'attraction d'autant plus que la masse est plus grande. Oppenheimer et Volkov ont montré qu'il existait pour cette raison une masse maximale au-delà de laquelle l'étoile n'est plus stable. Cette masse limite M_{OV} dépend de l'équation d'état choisie pour la matière dense à l'intérieur de l'étoile. S'il existe au moins une étoile à neutrons dont la masse est, par exemple, $1.4M_\odot$, seules les équations d'état pour lesquelles M_{OV} est supérieure à cette valeur sont permises. Il se trouve que les équations d'état réalistes donnent des masses M_{OV} qui ne sont que peu supérieures à $1.4M_\odot$. Cette condition fournit donc une contrainte de grande importance en pratique.

3.4 Equation d'état de la matière neutronique

Avec la compréhension de la relation entre les propriétés des noyaux (rayons, énergie de liaison) et celles de la matière nucléaire au début des années 70, il est devenu possible de prolonger avec un degré d'incertitude moins grand les connaissances acquises pour la

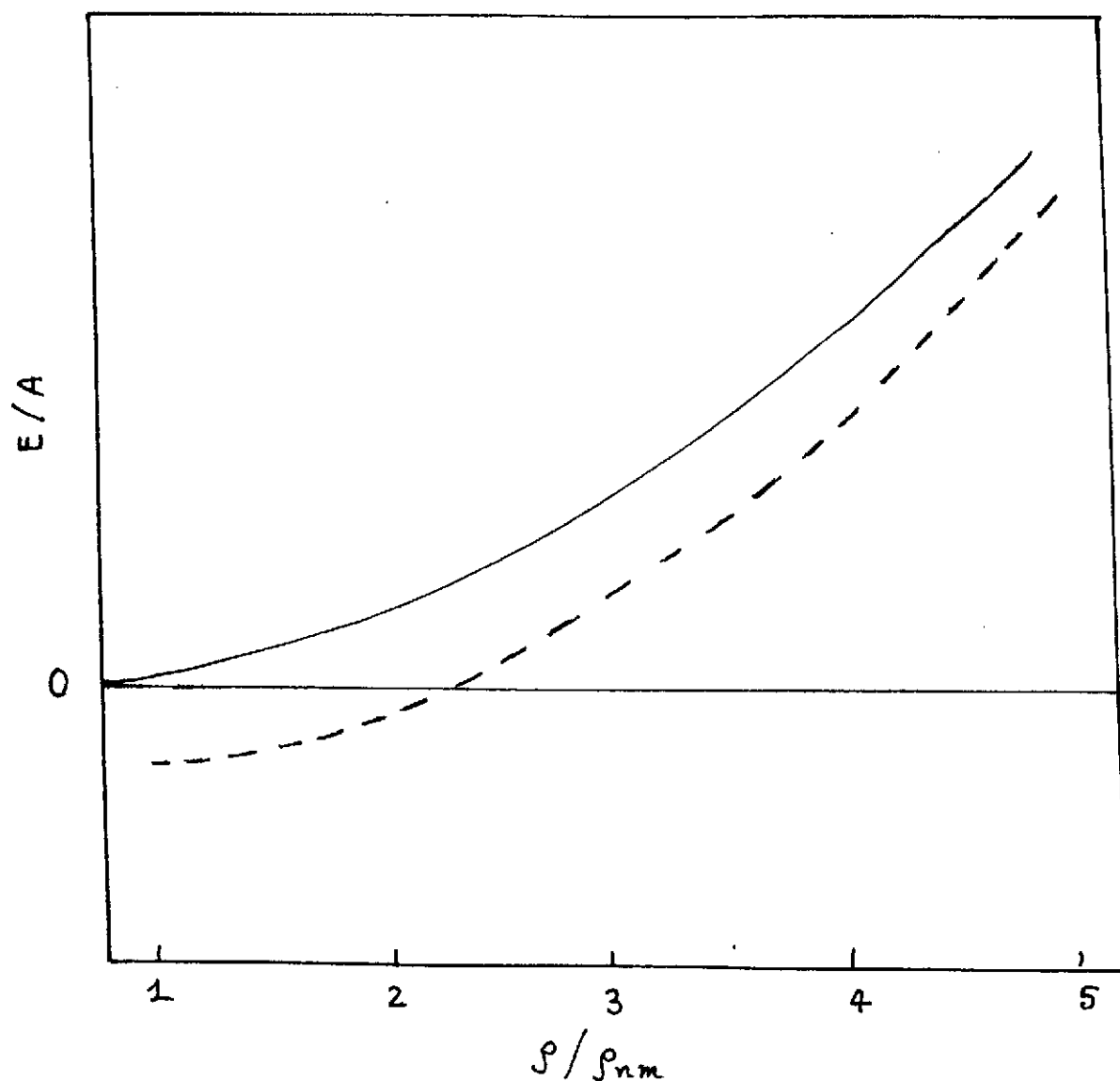


Figure 7: Représentation schématique de l'énergie en fonction de la densité. Pointillé: matière nucléaire symétrique. Trait plein: matière de neutrons. Le minimum disparaît quant $Y_e = Z/A$ décroît. Ceci se reflète par une diminution de la compressibilité (courbure au minimum), mais il n'est pas clair comment cette diminution affecte l'équation d'état à $\rho/\rho_0 \approx 2$.

matière nucléaire à nombre comparable de neutrons et de protons jusqu'à la matière faite uniquement de neutrons. Ceci reste une entreprise essentiellement théorique. A cause des effets de taille finie des noyaux, et de leur faible dissymétrie en N et Z ($Y_e \lesssim 0.4$), une prolongation des propriétés mesurées vers celles de la matière infinie à Y_e plus petit est très incertaines. A cause de la grande incompressibilité des noyaux il est aussi difficile de mesurer des propriétés de la matière nucléaire à des densités plus grandes que la densité atteinte dans les noyaux.

Il est cependant acquis que la matière symétrique ($Y_e = 1/2$) a un état auto-lié, c'est-à-dire un état stable à pression nulle et densité non-nulle correspondant (Fig.7) à un minimum de l'énergie en fonction de la densité ($P = \frac{dE}{d(1/\rho)}$). La compressibilité, qui donne l'augmentation de pression si l'on se déplace au voisinage de ce minimum, est donc liée à la dérivée seconde de l'énergie. Ce minimum, bien sûr, reflète l'existence de noyaux stables. La matière de neutrons n'a pas un tel minimum, l'énergie croît de façon monotone avec la densité. Ceci est dû à la plus forte attraction neutron-proton comparée à neutron-neutron (le deutéron existe, mais pas le dineutron), et se traduit de façon plus générale par l'inexistence de noyaux stables formés uniquement de neutrons. A grande densité, la pression croît comme ρ^γ avec $\gamma \approx 2.5$ à 3. A la densité "nucléaire" ρ_0 , l'équation d'état peut s'approximer

$$P = K(Y_e)(\rho - \rho_0), \quad Y_e \approx 1/2$$

et

$$P = \frac{\rho_0}{\gamma} K(Y_e)(\rho/\rho_0)^\gamma \quad Y_e \approx 0.$$

Si les constantes K représentent dans les deux cas la dérivée de la pression à $\rho = \rho_0$, compte tenu de la différence des deux formes de P et de E , l'on ne peut, de la mesure de $K(Y_e = 1/2)$ déduire la valeur de $K(Y_e = 0)$. L'absurdité d'une telle démarche est encore plus évidente si l'on note que lorsque Y_e varie de $1/2$ à 0, le minimum devient de moins en moins apparent et nécessairement disparaît. L'on s'attend à ce que cela se produise à $Y_e \sim 0.2 - 0.3$. Il est clair qu'à cet endroit $K(Y_e)$ s'annule. La constante K décroît donc quand Y_e décroît à partir de $Y_e = 1/2$. Ceci est bien le cas, la valeur expérimentale de K , que l'on peut mesurer en considérant des noyaux qui vibrent, est plus faible pour les noyaux à $Y_e < 1/2$. Mais en conclure que cela implique nécessairement $K(Y_e = 0) < K(Y_e = 1/2)$ serait de toute évidence erroné.

Des équations d'état "réalistes" ont été construites par Malone, Johnson et Bethe (1975), Pandharipande (1971), Friedman et Pandharipande (1981). Les deux premières illustrent bien l'incertitude dans notre connaissance de l'équation d'état. La première correspond à une matière nucléaire très peu compressible, la seconde au contraire prédit une compression plus facile. La troisième équation d'état, postérieure aux deux autres, englobe toutes nos connaissances de la physique nucléaire aux alentours de $\rho \approx \rho_0$. Elle correspond à une compressibilité intermédiaire entre les deux premières, et devrait être considérée comme la meilleure estimation existant, à l'heure actuelle. Cette équation d'état a été calculée jusqu'à $\rho \approx 2\rho_0$, car les auteurs doutent de sa validité à des densités plus élevées. Ceci est légèrement inférieur aux densités atteintes dans la partie la plus centrale d'une

étoile à neutrons. Dans la mesure où cela correspond à un volume faible, l'usage a prévalu d'extrapoler les points calculés par les auteurs. Quelques heureux élus disposent d'une estimation réaliste (communication privée des auteurs), dont bien sûr la validité n'est plus assurée, mais qui donne des résultats comparables à l'extrapolation. L'utilisation de ces équations d'état à des densités supérieures à $2\rho_0$ est un sérieux problème. Du fait de la forte croissance de la pression avec la densité, la vitesse du son ($c_s^2 = \frac{\partial P}{\partial \rho}$) devient rapidement supérieure à la vitesse de la lumière! Même si ce régime n'est pas toujours atteint, il paraît justifié de douter de ces équations d'état aux densités élevées, qu'il est pourtant nécessaire dans certains cas d'utiliser. D'autres équations d'état ont, à la suite de Walecka (1974), été introduites. Basées sur des modèles de théorie des champs, elles sont relativistes par construction et donc exemptes de ces défauts. Si ces équations d'état donnent des réponses conceptuellement plus satisfaisantes à grande densité, elles ne contiennent cependant pas toutes la physique, bien connue, nécessaire aux plus faibles ($\rho \sim \rho_0$) densités.

4) Le problème de l'explosion des SNII

La vérification du scénario d'explosion de Bethe et Brown peut se faire à l'aide de simulations numériques. Dans une telle simulation, l'on part d'un état dit de "présupernova" résultat de l'évolution séculaire d'une étoile où étaient calculées les diverses réactions nucléaires, la génération et le transport d'énergie dans une étoile en équilibre quasi-hydrostatique (en fait, déjà en légère contraction). La suite du calcul montre que tout se passe bien comme prédit par la théorie: effondrement du coeur jusqu'au stade étoile à neutrons, compression, rebond, formation du choc légèrement à l'extérieur de l'étoile à neutrons. Ce choc se propage vers l'extérieur. Sur son passage il détruit un certain nombre de noyaux (ce qui coûte une énergie initialement sous-estimée par Bethe et Brown). La conversion des noyaux de Fer, s'il en reste sur son parcours, en protons, neutrons ou particules α est beaucoup plus coûteuse en énergie que celle d'autres éléments moins liés comme Si, O, C, etc... Le succès de l'explosion est alors essentiellement un bilan d'énergie: l'énergie initiale du choc doit être supérieure à l'énergie nécessaire pour détruire les noyaux de Fer (voir l'excellente revue dans Rees et Stoneham, 1982).

Les premiers calculs ont montré que le coeur qui s'effondre avait une masse (la masse de Chandrasekhar $\sim 5.8Y_c^2$, avec $Y_c \sim 1/3$) inférieure à la masse de Fer présente dans les modèles de "présupernova" classique, et que la différence était trop grande pour permettre une explosion.

Il y a, bien sûr, une certaine incertitude dans les calculs de présupernova qu'il est toujours possible de mettre à profit pour diminuer la quantité de Fer initiale. Mais ceci s'avère insuffisant. De même une rigueur accrue dans le calcul des processus physique, en particulier des taux de réaction nucléaires n'a pas entraîné de progrès importants, si ce n'est dans la connaissance des phénomènes qui régissent l'évolution d'une étoile juste avant qu'elle ne devienne instable. Il reste, bien sûr, des zones d'incertitude. La conversion du Si en Fe en particulier se fait dans une zone convective où les taux de fusion sont peut-être mal maîtrisés.

Une autre voie est de chercher à augmenter, à masse de Fer donné, la masse de Chandrasekhar en augmentant Y_c . La valeur de ce paramètre dépend du taux de capture

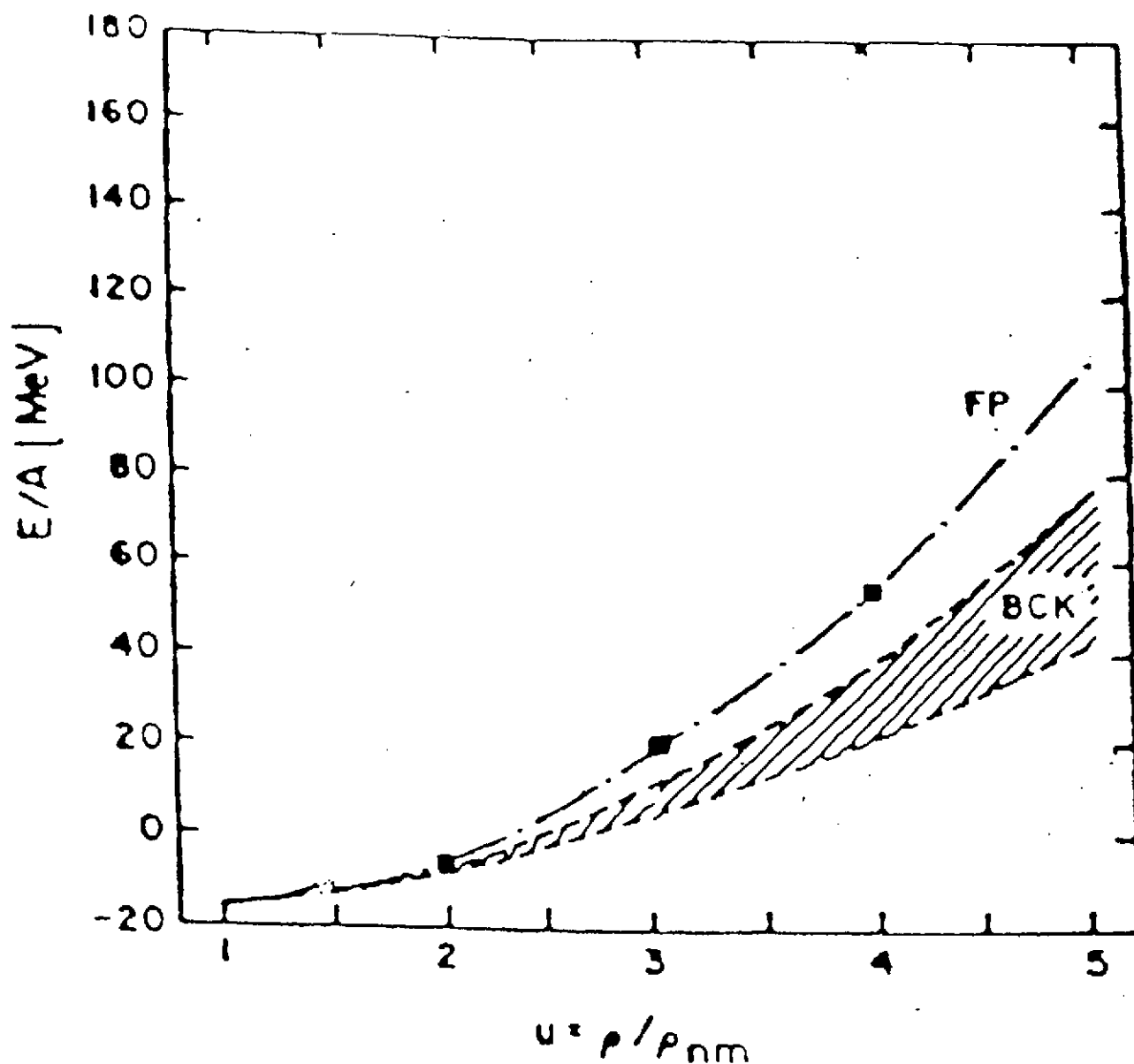


Figure 8: Energie en fonction de la densité pour une équation d'état réaliste (Friedman et Pandharipande, 1981) et pour l'équation d'état utilisée par Baron, Cooperstein et Kahana (1985) pour faire exploser les SNII. Des calculs plus récents (Myra et Bludman, 1989) montrent qu'il faut encore plus diminuer l'augmentation de E/A avec la densité lorsque le transport des neutrinos (qui emportent de l'énergie) est traité de façon réaliste. D'après Brown (1987).

des électrons par les protons dans la phase initiale du effondrement. Un examen soigneux (mais bien difficile car les noyaux qui se forme durant l'effondrement sont beaucoup plus riches en neutrons que les noyaux stables sur Terre) a montré que Y_e avait effectivement été sous-estimé dans le calcul original de Bethe et Brown, et que l'on était donc dans des conditions plus favorables. Cette augmentation à elle seule n'est cependant pas suffisante pour assurer l'explosion.

Une dernière possibilité est de chercher à augmenter l'énergie du choc. Cette énergie dépend essentiellement de la facilité avec laquelle l'étoile à neutrons qui vient de se former peut se comprimer. Dans ce cas, en effet l'énergie emmagasinée -et ultérieurement restituée au choc- est plus élevée. Baron, Cooperstein et Kahana (1985) ont donc suggéré de diminuer la valeur de la constante de compressibilité K ($Y_e = 1/2$) = 210 ± 30 MeV déduite par Blaizot (1980) des énergies d'excitation des résonances géantes monopolaires (qui sont des états de vibration du noyau). La valeur $K \sim 140 - 160$ MeV utilisée est justifiée par le fait que, au moment du rebond, la valeur de Y_e dans l'étoile à neutrons est de ~ 0.35 (elle ne va devenir nulle que plus tard, une fois que les neutrinos piégés dans l'étoile se seront échappés) et la considération des noyaux ($Y_e \sim 0.4$) montre bien que K décroît avec Y_e dans les proportions indiquées. Cette modification permet l'explosion. Elle est cependant bien moins innocente qu'il n'y paraît. Les auteurs non seulement diminuent K mais aussi utilisent une pression qui croît beaucoup moins vite avec la densité que pour les équations d'états réalistes (Fig.8). A $\rho \sim 2\rho_0$, qui est la partie importante de l'équation d'état pour l'explosion, la différence entre la pression utilisée et celle résultant d'une équation d'état réaliste avoisine le facteur 2. Ce n'est qu'au prix d'une modification aussi importante qu'on peut obtenir une explosion (Fig.8). Cette modification pourrait d'ailleurs être encore plus éloignée des équations d'état réalistes si la nouvelle mesure de la compressibilité $K \simeq 300$ par Sharma et al. 1988, faite par des méthodes proches de celles de Blaizot, est confirmée (voir cependant Blaizot, 1989, qui conteste ce résultat). D'autres reproches ont été faits à cette modification de l'équation d'état (Glendenning, 1986), mais qui sont non fondés, comme la grande valeur de la compressibilité $K \sim 240$ tirée de diverses réactions entre ions lourds (Stock et al., 1982, Molitoris et Stöcker, 1985). Cette valeur se révèle très incertaine (Bertsch et al. 1984, Kapusta, 1984, voir aussi cours de Sureau).

Un problème plus sérieux est soulevé par l'introduction d'un transport de neutrinos plus réaliste (Myra et Bludman, 1989, Bruenn, 1987). Ces calculs tiennent compte non seulement des collisions neutrino-noyau ou neutrino-nucléon qui conservent l'énergie mais aussi des collisions neutrino-électrons qui ne la conservent pas. Il s'avère dans ce cas que l'énergie des neutrinos se dégrade, ce qui leur permet de s'échapper plus facilement de l'étoile dès le début de l'effondrement. Moins de neutrinos implique un équilibre électron-neutrino dû aux captures d'électrons déplacé vers les neutrinos, et donc moins d'électrons. Le paramètre Y_e étant plus petit, la masse du coeur qui s'effondre l'est aussi et l'explosion plus difficile. Il faut donc de la matière de neutrons encore plus compressible pour obtenir une explosion!

L'on avait fondé quelque espoir sur une autre source d'énergie susceptible de revigorer le choc. Même s'il manque d'énergie pour éjecter les couches externes, le choc, qui se déplace relativement lentement, reste pendant un temps assez long dans les couches exté-

rieures avant de disparaître. Le refroidissement de l'étoile à neutrons pendant les quelques premières secondes suivant le rebond emporte une énergie supérieure de deux ordres de grandeur à celle qui est nécessaire au choc pour atteindre la surface de l'étoile et provoquer le signal lumineux. Des calculs exploratoires faite par Wilson (1985) montraient qu'une partie de l'énergie de ces neutrinos pouvait être absorbée par l'ordre de choc et y déposer l'énergie nécessaire. Il semblerait cependant que ces estimations numériques soient très délicates (voir commentaire de Hillebrandt et Höflich 1989).

II. LA SUPERNOVA DU GRAND NUAGE DE MAGELLAN

Il était minuit à l'Observatoire de Las Campanas au Chili, quand O. Duhalde, un assistant chargé de pointer l'un des télescopes pour les astronomes, sortit faire un tour pour voir si le ciel était bien clair. Quelle ne fut pas sa surprise de voir que, dans la nébuleuse de la Dorade, qui fait partie du Grand Nuage de Magellan, brillait une étoile nouvelle! Au même moment, I. Shelton prenait des photographies à la recherche d'étoiles variables. Il n'avait commencé la surveillance du Grand Nuage de Magellan que depuis quelques jours et en était encore à corriger les défauts de son appareillage. Cette nuit-là pas de chance, la plaque photographique qu'il venait d'exposer avait apparemment encore un défaut, un gros point noir. Si gros que l'objet aurait dû être visible à l'oeil nu. Mu par une impulsion subite, il sortit pour voir: le même défaut brillait là-haut dans le ciel!

La SN1987A est la supernova la plus proche depuis l'évènement de 1604 observé par Képler. Si cet évènement a suscité tant d'émotion, c'est que tous les astrophysiciens étaient conscients que les supernovae historiques avaient eu une grande influence sur notre façon de concevoir le monde. L'évènement de Tycho Brahé en 1572, encore plus que la supernova de Képler força les cultures occidentales d'accepter que les étoiles faisaient partie d'un monde en évolution (les civilisations orientales savaient cela depuis au moins un millénaire!). La "huitième sphère" d'Aristote, celle des étoiles, n'était pas immuable. Survenant juste après la théorie de Copernic (1534), ces événements allaient résolument pousser l'astronomie dans l'ère moderne. La supernova de 1885 dans la Nébuleuse d'Andromède inspira à Clerke (1890) l'idée fort peu orthodoxe qu'Andromède pouvait être non pas une nébuleuse de notre propre galaxie, mais bel et bien une autre galaxie semblable à la nôtre, dont il put estimer fort correctement la distance, 34 ans avant que Hubble n'établisse sa nature extragalactique. Comme Andromède, les nuages de Magellan font partie de notre petit amas local de galaxie, et sont visibles à l'oeil nu (dans l'hémisphère sud). C'est là que s'est produit la SN1987A, à une distance de 50 kpc ($1 \text{ pc} \sim 3 \text{ années lumière}$), comparable au diamètre (30 kpc) de notre propre galaxie. Un évènement si proche, à une époque où nous disposons de tant de moyens d'observation, nous a donné une longue liste de résultats, et bien de surprises.

1) La nature des supernovae

La SN1987A a été classée SNII car elle contenait de l'hydrogène. Pourtant, pour la première fois, nous connaissons l'étoile avant son explosion: Sanduleak 69-202 avait été étudiée il y a quelques années. C'était une étoile bleue (ni naine blanche, ni géante rouge!) de taille moyenne. Sa masse assez élevée, $20 M_{\odot}$, rend vraisemblable l'idée (voir discussion dans Arnett et al., 1990) que c'était une géante rouge qui a perdu une partie de ses couches externes et est, de ce fait, devenue bleue. L'évolution, cependant n'a pas été jusqu'à la perte de tout l'hydrogène -et a fortiori de l'hélium- comme c'est le cas (Maeder, 1981) pour les étoiles "Wolf Rayet". Il semble cependant acquis maintenant que l'étoile avait perdu une

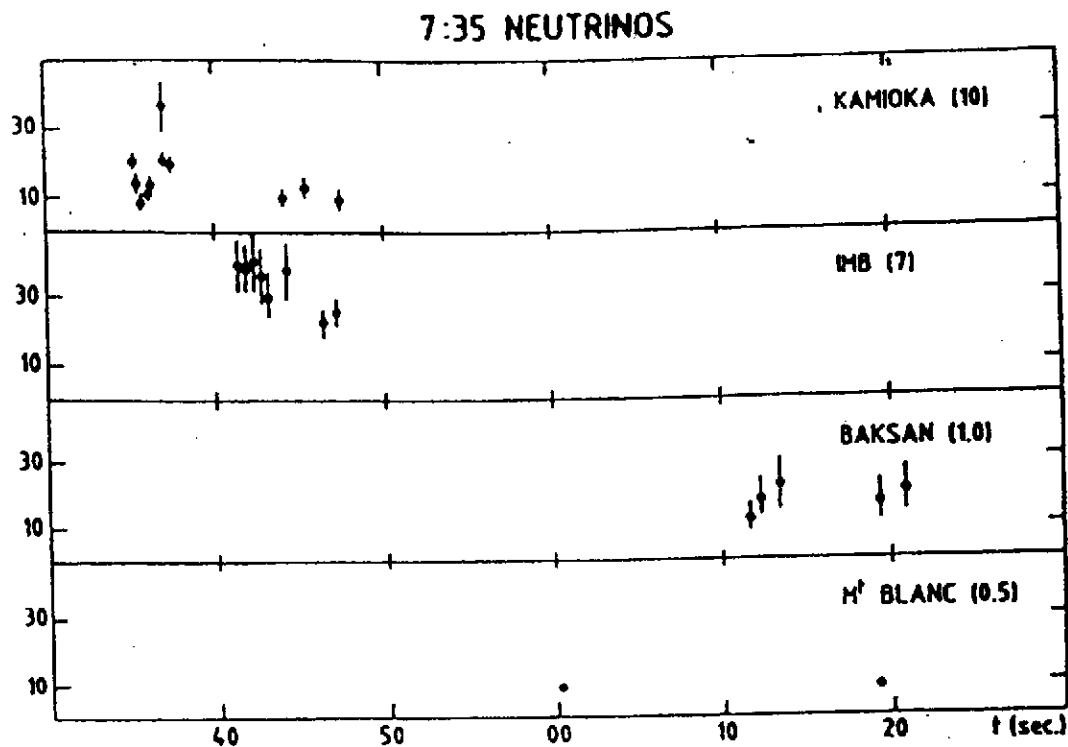


Figure 9: Neutrinos observés le 23 février 1987 à 7h35 par les grands détecteurs souterrains de Kamioka, IMB, Baksan et du Mt Blanc. La détermination du temps auquel le signal a été enregistré n'est pas très bonne pour Kamioka ($\pm 2s$) et pour Baksan ($^{+2}_{-84}s$). Les nombres entre parenthèses sont des facteurs de sensibilité (un spectre de corps noir avec une température de 4 MeV, intégré sur l'énergie des neutrinos avec un poids reflétant l'efficacité du détecteur, et multiplié par la masse de celui-ci). Celui-ci indique, pour 10 événements vus par Kamioka (le plus sensible), combien d'événements étaient attendus dans les autres détecteurs.

TABLE II

	M (tonnes)	E_{seuil} (MeV)	Attendu	Déecté
Mt Blanc	90	7	0.4	[5]
Baksan	200	11	1	5?
Kamioka	2100	8	8	11
IMB	5000	30	8	9

Caractéristiques (masse, seuil en énergie) des divers détecteurs, nombre de neutrinos attendus pour une étoile à neutron formée dans le Grand Nuage de Magellan, et nombre d'évènements observé.

fraction de sa masse bien avant l'explosion. Était-elle bleue pour cette raison? Une autre suggestion est qu'elle était bleue compacte et non géante rouge parce que bien plus pauvre en éléments lourds, le Grand Nuage de Magellan étant une galaxie moins évoluée que la nôtre. Quelles qu'en soient les raisons, nous savons cependant que l'étoile mère était très compacte. Cela est suffisant (Schaeffer et al., 1987) pour que la courbe de lumière ressemble à celle des SNIb! La seule différence, bien sûr, est que la SN1987A contient de l'hydrogène et est donc par définition une SNII. La température des éjecta est bien plus faible, la courbe de lumière anémique et dominée par la décroissance de ^{56}Ni : toutes ces caractéristiques particulières des SNIb se révèlent ici, parce que le mécanisme de l'explosion était le même! Pour cette raison, la SN1987A a été classée comme SNIb, par analogie avec les SNIb, seul membre de cette nouvelle catégorie.

2) Les neutrinos émis par la SN1987A

Les explosions d'étoiles massives sont censées être dues à la formation d'une étoile à neutrons. Celle-ci contient plus de 10^{53} erg d'énergie gravitationnelle qui doit être émise en quelques secondes sous forme de neutrinos, comme cela était soupçonné depuis longtemps (Colgate et White, 1966, Arnett, 1966, 1967) et a été reconnu (Zel'dovich, 1972, Mazurek, 1976, Bethe et al., 1979, Nadëzhin et Ostroshenko, 1980) dès que la physique des neutrinos a commencé à être maîtrisée.

2.1 La détection

De grands détecteurs, initialement construits pour étudier une possible instabilité du proton, ont été adaptés pour pouvoir éventuellement détecter des neutrinos (essentiellement $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$) issus d'une supernova: le détecteur IMB de la collaboration des universités d'Irvine, Michigan et Brookhaven, et celui de Kamioka au Japon. D'autres détecteurs avaient été construits spécialement pour détecter une supernova galactique, et étaient de ce fait plus petits: celui de la collaboration Italo-Russe sous le Mont-Blanc, et celui de Baksan, en Union Soviétique.

Peu après l'observation du phénomène optique le 24 février, l'équipe du Mont Blanc (Aglietta et al., 1987) a annoncé avoir détecté le 23 février à 2h52 cinq neutrinos venant de la supernova. Ce détecteur est parmi les moins sensibles. Les autres équipes, disposant de bien meilleurs statistiques, n'ont rien enregistré à ce moment là. La collaboration de Kamioka (Hirata et al., 1987), celle d'IMB (Bionta et al., 1987) ont par contre annoncé une détection le 23 février à 7h35 (Fig.9) d'une dizaine d'événements chacune. L'équipe de Baksan (Alexeyev et al., 1987, 1988) a, elle aussi, annoncé au bout de quelques jours avoir vu quelques événements à ce moment là. Les horloges dont disposaient les diverses équipes n'étaient pas très précises, et la simultanéité des trois détections n'est assurée qu'à une minute près. Il est néanmoins maintenant admis que ces neutrinos étaient bien ceux de la supernova, l'événement du Mont Blanc ayant, par contre, une autre origine.

La détection de Kamioka et celle d'IMB sont consistantes à une déviation standard près (Bahcall et al. 1987, Ellis et Olive, 1987, Kahana et al., 1987, Krauss, 1987, Lattimer et Yahil, 1987, Schaeffer, Declais et Jullian, 1987). A partir du flux mesuré, $L_{\nu} \sim 6 \cdot 10^{52}$ erg, un seul événement est attendu dans le détecteur de Baksan, qui ne pouvait donc pas détecter les neutrinos de la supernova de façon significative. L'équipe de Baksan a annoncé

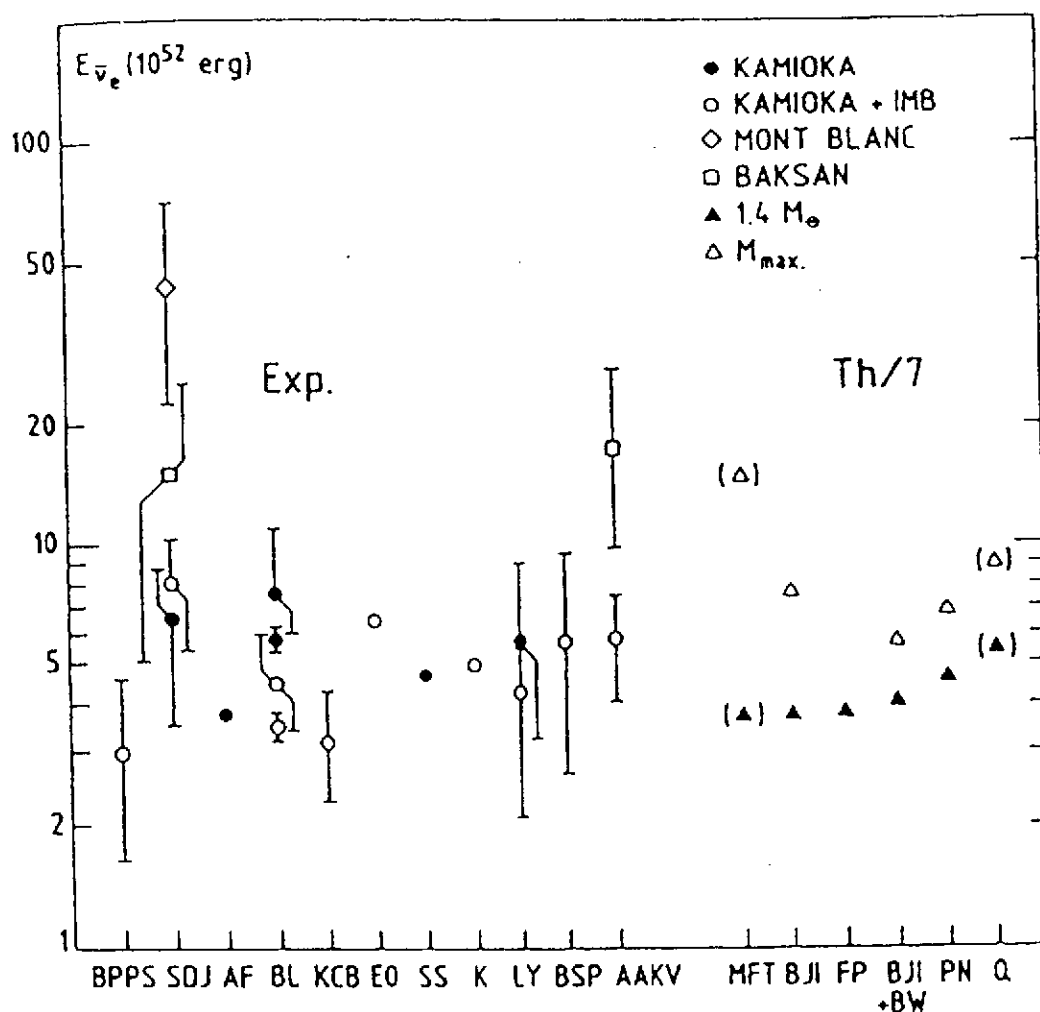


Figure 10: Energie du flux de neutrinos $\bar{\nu}_e$ émis par la supernova, calculée par divers auteurs (voir liste des références). Il y a un consensus sur l'accord entre la détection de Kamioka et celle d'IMB qui sont consistantes à un écart standard près. La détection de Baksan implique une émission d'énergie significativement plus grande. Le signal du Mont Blanc, détecté cinq heures avant les précédents (qui, bien que plus sensibles n'ont rien détecté à ce moment là) impliquerait une énergie excessive. Les énergies prédites par la théorie (Haensel, 1988) pour une étoile à neutrons de $1.4M_{\odot}$ et pour une étoile ayant la masse maximale possible sont données pour des équations d'état typiques: MFT, BJI, BJI+BW, PN (Haensel et Proszynski, 1982), FP (Haensel et Schaeffer, 1982) et Q (Haensel, Zdunik et Schaeffer, 1986). Les parenthèses indiquent des paramètres extrêmes pour lesquels l'équation d'état ne reproduit pas toutes les propriétés connues des noyaux.

en avoir vu 5, et leur détection n'est donc pas consistante avec les précédentes. La grande majorité a, pour cette raison, choisi d'ignorer le résultat soviétique. Une analyse optimiste (Piran et Spergel, 1988) montre cependant qu'il est possible de rendre la détection de Baksan marginalement (avec une probabilité de 7%) consistante avec les autres observations.

2.2 Le bilan d'énergie

L'hypothèse que les étoiles massives explosent par effondrement de leur coeur et la formation d'une étoile à neutrons conduit à un problème sévère pour le bilan en énergie. L'énergie lumineuse observée ne dépasse guère 10^{49} erg. L'énergie cinétique des fragments, 10^{51} erg. Les étoiles à neutrons observées ont une énergie gravitationnelle de plus de 10^{53} erg. Leur température doit être relativement faible, comme l'a prouvé l'absence de détection d'un rayonnement thermique. Leur énergie de liaison est, de ce fait, estimée à environ 3×10^{53} erg, qui a dû être émise pendant ou après la formation de l'étoile à neutrons. L'énergie émise sous forme d'ondes gravitationnelles n'est sans doute pas négligeable, mais il serait très surprenant qu'elle atteigne 10^{52} erg. La quasi totalité de l'énergie est, en fait, émise sous forme de neutrinos des trois espèces connues ν_e , ν_μ , ν_τ (et leur antiparticules), en admettant que leur masse est nettement inférieure à 10 MeV. Il est remarquable de constater, comme par exemple nous l'avons fait (Schaeffer, Declais, Jullian, 1987) au moment de l'explosion de la SN1987A, que les estimations théoriques de cette énergie sont homogènes (Fig.10). A moins d'hypothèses extrêmes, les prédictions donnent entre 2.5 et 3.5×10^{53} erg pour une masse de $1.4 M_\odot$, avec un maximum de 6×10^{53} erg pour des étoiles à leur seuil d'instabilité ayant la masse maximale possible.

Ceci est dû à la quasi-incompressibilité de la matière nucléaire qui conduit à des rayons pour la matière de neutrons similaires quelle que soit l'équation d'état utilisée (les propriétés de la surface influent considérablement sur le rayon, mais non sur l'énergie). Leur énergie de liaison, déterminée par l'énergie gravitationnelle $\sim GM^2/R$ dépend donc peu des modèles.

De nombreuses équipes ont calculé l'énergie de l'objet émetteur impliquée par la détection des neutrinos $\bar{\nu}_e$. Ceux-ci emportent environ 1/7 de l'énergie totale (et non 1/6 comme le laisserait croire l'équipartition de l'énergie, car il y a un excès de ν_e dû aux électrons présents initialement dans l'étoile). Les résultats publiés juste après l'évènement sont compilés dans la Fig.10. Les résultats de Kamioka et de IMB sont consistants et conduisent à une luminosité $L_{\bar{\nu}_e} \sim 6 \times 10^{52}$ erg, soit une énergie totale de 4×10^{53} erg, ce qui représente une magnifique confirmation du bilan d'énergie. L'incertitude sur cette estimation ($\pm 30\%$) est cependant trop grande pour être une contrainte sérieuse pour les équations d'état. Les résultats annoncés par l'équipe de Baksan impliqueraient une énergie 4 fois plus élevée. Ceux du Mont Blanc entraîneraient, si on les attribuait à la supernova, un problème très grave (Schaeffer, 1987) pour le bilan d'énergie.

La conclusion est que Kamioka et IMB ont réellement détecté les neutrinos de la supernova. Les neutrinos vus par l'équipe de Baksan ont peut-être la même origine, grâce à une fluctuation statistique très favorable, qui effectivement avait une faible probabilité de se produire. L'évènement du Mont Blanc n'a pas été confirmé par les auteurs détecteurs bien plus sensibles et, sans nul doute, n'est pas dû à la supernova.

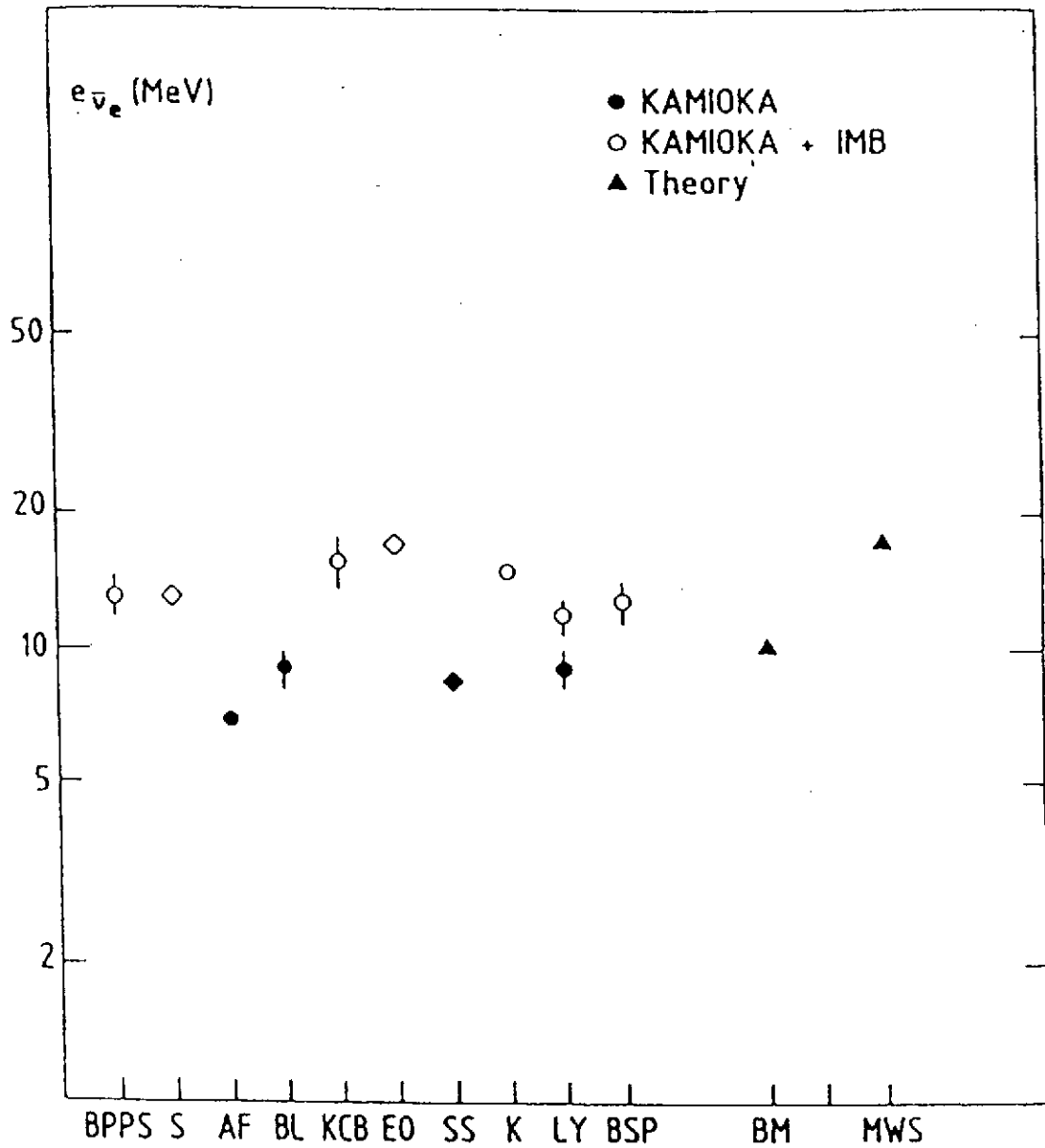


Figure 11: Energie moyenne des neutrinos $\bar{\nu}_e$ émis par la SN1987A. L'inclusion des événements détectés par la collaboration d'IMB augmente systématiquement cette énergie, qui est de l'ordre de 10 à 15 MeV. Les initiales (voir références) réfèrent aux analyses faites par divers auteurs. Les triangles sont les prédictions théoriques faites avant l'observation des neutrinos.

L'émission de neutrinos par la SN1987A confirme donc pour la première fois le bilan d'énergie d'une supernova due à une étoile massive. Elle constitue la preuve de la formation d'une étoile à neutrons: aucun autre objet céleste n'émet un tel signal.

2.3 Distribution de l'énergie des neutrinos et durée du signal

L'énergie moyenne des neutrinos E_ν et le temps τ de refroidissement dépendent du libre parcours moyen des neutrinos dans l'objet émetteur. L'interaction faible qui couple neutrinos et matière est bien connue, mais le degré de polarisabilité de la matière nucléaire est aussi un paramètre important.

Les calculs réalistes donnent $E_\nu \sim 10$ MeV, $\tau \sim 10$ s (Burrows et Mazurek, 1983), $E_\nu \sim 18$ MeV, $\tau \sim 10 - 20$ s (Mayle et al., 1987), et une distribution essentiellement thermique.

La température, et même la durée, sont difficiles à extraire des mesures de la collaboration IMB, car seul les neutrinos de haute énergie (> 20 MeV) sont détectés. Il est cependant possible d'utiliser ces résultats conjointement avec ceux de Kamioka. L'interprétation des résultats donne Fig.11, suivant les auteurs, une énergie moyenne qui varie de 12 à 18 MeV (mais les résultats de Kamioka seuls dominaient une énergie significativement plus faible), et une durée de 10s.

Ces observations permettent d'obtenir des informations directes sur l'objet émetteur. En effet, le rayon de celui-ci est relié à l'énergie totale émise, la température et la durée du signal

$$E_{\text{tot}} = \int dt 4\pi R^2 \frac{7\sigma}{16} T^4 \approx 5.5 R^2 \sigma \langle T \rangle^4 \tau,$$

la température et l'énergie moyenne des neutrinos étant reliés par $\langle E_\nu \rangle = 3.15 \langle T \rangle$. Ceci permet d'estimer le rayon

$$R = \left(\frac{E_{\text{tot}}}{5.5 \sigma \langle T \rangle^4} \right)^{1/2} \approx 10^{+5}_{-2} \text{ Km},$$

soit un rayon typique d'une étoile à neutrons. (Il est remarquable de constater qu'une énergie gravitationnelle de 4×10^{53} erg et un rayon de 10 km correspond à une masse de $1.3 M_\odot$ et à une densité de $6 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$).

Le libre parcours moyen dans l'objet émetteur peut aussi s'estimer par un argument de type "marche au hasard"

$$\lambda \propto \frac{R^2}{c\tau} \sim 3 \text{ cm},$$

qui illustre les densités extrêmes atteintes dans l'objet émetteur. Une estimation plus réaliste tiendrait compte du fait que l'énergie n'est pas contenue dans les neutrinos qui sont responsable de son transport, mais dans les neutrons. La valeur ci-dessus doit être corrigée (Sawyer et Soni, 1979) du rapport de la chaleur spécifique $C_\nu = 9 \times 10^{-4} \left(\frac{T}{10 \text{ MeV}} \right)^3 \frac{V}{1 \text{ fm}^3}$ des neutrinos seuls comparée à la chaleur spécifique totale $C_{\text{tot}} \approx C_n = 0.2 \frac{T}{10 \text{ MeV}} \times \left(\frac{\rho}{10^{15} \text{ g m}^{-3}} \right)^{-1/3} \frac{V}{1 \text{ fm}^3}$ soit

$$\lambda \sim \frac{C_n R^2}{C_\nu c\tau} \sim 10 \text{ m}$$

pour une température interne de 10 MeV et une densité de 10^{15} g m^{-3} . A titre de comparaison, le libre parcours moyen d'un neutrino dans une étoile à neutrons est typiquement (Haensel et Jersak, 1987)

$$\lambda \sim 20 \text{ m.}$$

2.4 Propriétés du neutrino

Temps de vie

Le fait que les neutrinos de la supernova aient pu voyager pendant 170 000 ans sans disparaître donne une borne sur leur stabilité. Si leur masse est nulle, ces particules sont absolument stables. Rien n'interdit (si ce n'est les expériences terrestres qui imposent $m_{\nu_e} < 17 \text{ eV}$) cependant aux neutrinos d'avoir une masse. Leur temps de vie est alors borné par

$$t_{\bar{\nu}_e} > 1.5 \cdot 10^5 E_{\nu} / m_{\nu} \text{ ans}$$

en supposant que la distance à la supernova $D \sim 50 \text{ kpc}$ est bornée par $D > 44 \text{ kpc}$. Si le ν_e a le même temps de vie, cela élimine l'une des hypothèses, une instabilité de ν_e , pour expliquer le déficit des neutrinos ν_e qui sont émis par le Soleil.

Masse du neutrino

Des particules de masse finie parcourent une distance donnée en un temps qui dépend de leur énergie:

$$\Delta t = 2.6 \left(\frac{m_{\nu}}{10 \text{ eV}} \right)^2 \left(\frac{10 \text{ MeV}}{E_{\nu}} \right)^2 \frac{D}{50 \text{ kpc}} \text{ s}$$

Plus la masse est grande, plus grande est la dispersion en temps d'arrivée. Le fait que ce temps est inférieur à 12s donne une limite

$$m_{\nu} < 30 \text{ eV.}$$

Schramm (1987) et Kolb et al. (1987) ont le point de vue que cette borne est la seule qui ait un sens. De nombreux groupes ont fait le même calcul. Avec des hypothèses supplémentaires dont la justesse n'est pas chiffrable, Bahcall et Glashow (1987) ont obtenu la plus faible borne, 11 eV.

Nombre d'espèces

Depuis les expériences du LEP, dont les premiers résultats ont été connus fin 1989, nous savons qu'il n'y a que trois familles de neutrinos légers ($\nu_e, \nu_{\mu}, \nu_{\tau}$). A l'époque de l'explosion de la supernova, la meilleure borne était tirée de la nucléosynthèse primordiale, $N_{\nu} \leq 4$ (Yang et al., 1983). L'énergie qu'implique l'observation des $\bar{\nu}_e$ de la SN1987A est d'autant plus grande qu'il y a plus d'espèces de neutrinos entre lesquelles cette énergie s'est partagée. Une estimation raisonnable de l'énergie de liaison maximale d'une étoile à neutrons implique $N_{\nu} \leq 4$ (Schaeffer et al., 1987) ou $N_{\nu} \leq 5$ (Schramm, 1987; Ellis et Olive, 1987) selon le degré de précision auquel on pense que l'équation d'état nucléaire est connue.

Cette borne, caduque depuis les résultats du LEP, reste cependant d'actualité car elle est valable pour toute autre espèce de particules (axions, etc...) pouvant être émise

TABLE III

Date	Heure (universelle)	
24	9h	Jones découvre la SN
24	5h30	Duhalde et Shelton découvrent la SN
23	10h30	Observation de McNaught
23	9h20	Jones ne voit pas la SN
23	7h35	Détection des neutrinos

Les premières heures de l'explosion de la SN1987a. Nous connaissons le temps d'émission des neutrinos (le 23 février à 7h35) à une minute près, et l'instant d'apparition du signal lumineux (le 23 février, peu avant 10h30) à une heure près.

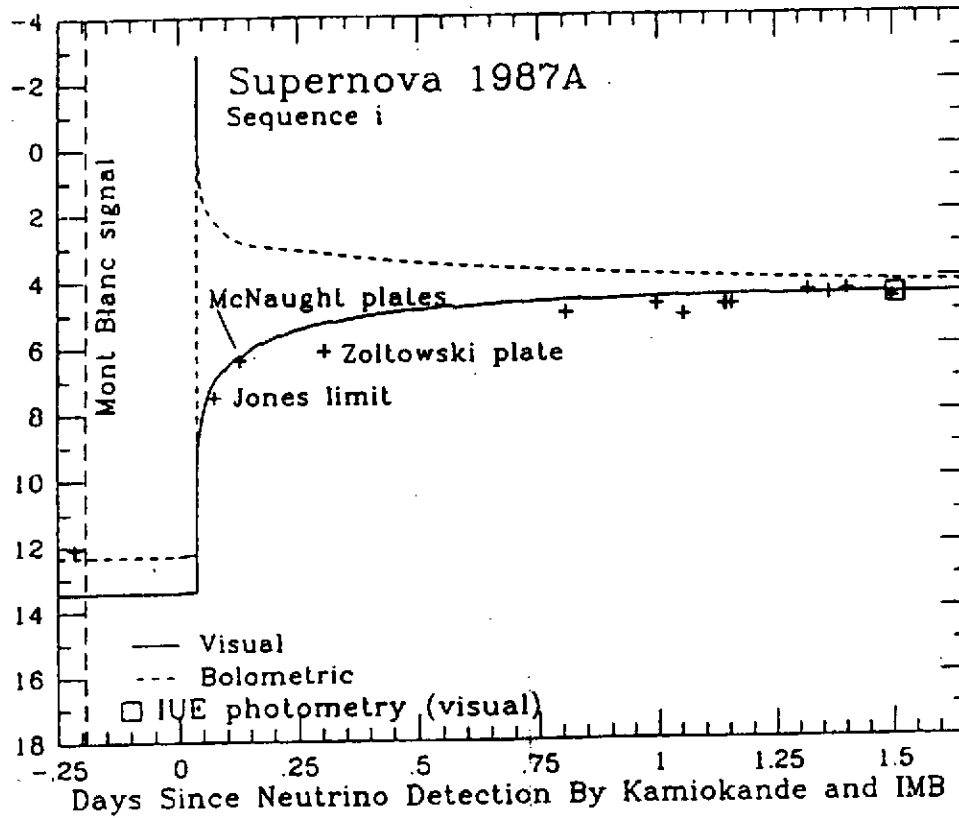


Figure 12: Courbe de lumière observée (visible) de la SN1987A durant les premières heures de l'évènement (croix). Les traits sont des estimations théoriques pour la luminosité visible (traits pleins) et totale (tirets). Le temps zéro est celui de l'émission des neutrinos. La montée du signal visible est consistante avec l'hypothèse d'une onde de choc ayant mis ~ 2 heures à arriver à la surface de l'étoile, et qui a déposé une énergie d'environ 10^{51} erg dans l'enveloppe externe. D'après Arnett et al. (1989).

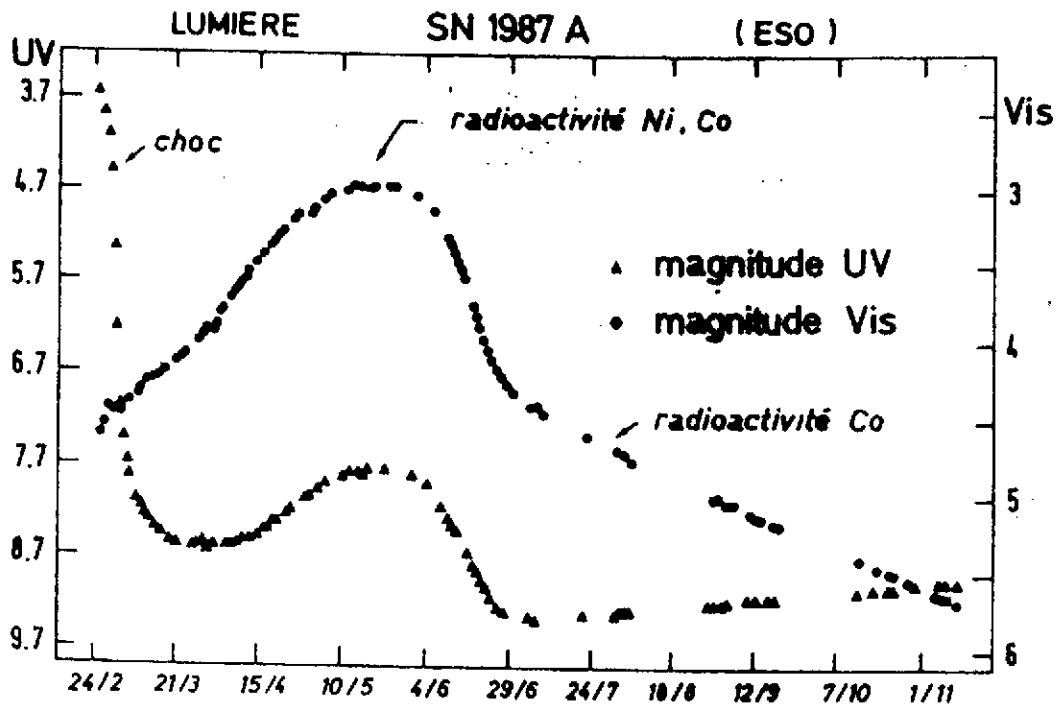


Figure 13: Signal lumineux dans les fréquences UV et visibles. Le flash UV est dû à l'émergence d'une onde de choc est bien visible. Aux temps ultérieurs, la source d'énergie était essentiellement la radioactivité du ^{56}Ni ($\rightarrow ^{56}\text{Co}$) et du ^{56}Co ($\rightarrow ^{56}\text{Fe}$).

par une étoile à neutrons. Aussi, au cas où le neutrino aurait un moment magnétique, le champ magnétique de l'étoile à neutron pourrait transformer les neutrinos gauches en neutrinos droits, ces derniers étant indétectables dans les expériences terrestres. Il faudrait ainsi compter avec six espèces de neutrinos différentes. Ceci n'est pas exclu par le LEP, mais l'est par le bilan d'énergie de la SN1987A. L'existence d'un moment magnétique avait aussi été suggérée pour expliquer le déficit observé des neutrinos solaires, et la modulation de leur flux corrélée avec l'activité solaire. A cet effet (Okin et al., 1986), un moment magnétique $\mu \sim 10^{-11} - 10^{-10} \mu_B$ (μ_B est le magnéton de Bohr) serait nécessaire. Les estimations théoriques donnent $\mu \sim 3 \cdot 10^{-18} (m_\nu/10 \text{ eV}) \mu_B$ et les limites expérimentales présentes $\mu < 4 \cdot 10^{-10} \mu_B$. Les neutrinos de la SN1987A imposent $\mu < 10^{-14} \mu_B$ (Nussimov et Raphaeli, 1987) ou $\mu < 10^{-12} \mu_B$ (Lattimer et Cooperstein, 1987) selon le champ magnétique supposé de l'étoile à neutrons. A moins d'accepter des énergies de liaisons suffisamment grandes pour pousser la borne sur N_ν jusqu'à 6, la solution du problème des neutrinos solaires par l'existence d'un moment magnétique du neutrino n'est plus vraisemblable.

3) L'émission lumineuse

Quelques heures après la découverte de la supernova le 24 février par Duhalde et Shelton, un astronome amateur néozélandais, A. Jones avait lui aussi observé indépendamment le phénomène. Le même endroit du ciel, qu'il avait photographié la veille, ne montrait aucune anomalie. Un astronome australien, McNaught, devait s'apercevoir peu après que lui, par contre, avait photographié la supernova dès le 23 février, mais ne s'en était pas aperçu n'ayant pas développé ses clichés.

Pour la première fois, il devenait ainsi possible de suivre presque heure par heure l'apparition d'une supernova (Table III), le signal optique apparaissant trois heures à peine après l'arrivée des neutrinos. Compte tenu du faible rayon de Sk-69202, un tel délai, quoique court, est parfaitement consistant (Fig.12) avec le temps de propagation d'une onde de choc du centre jusqu'à la surface de l'étoile.

Dès l'annonce de l'explosion, le satellite IUE a observé la supernova dans l'ultra-violet. Pendant les tout premiers jours (Fig.13), un flash UV extrêmement intense a été émis, typique de l'émergence d'une onde de choc. Pendant les premiers mois, l'essentiel de l'émission lumineuse allait se produire dans le domaine visible. Près de quatre ans après son explosion, la supernova est toujours visible, mais dans l'extrême infrarouge (Bouchet et al., 1991).

La rapide décroissance du flux UV n'a pas surpris ceux qui pensaient (Maeder, 1981; Maeder et Lequeux, 1982; Schaeffer et al., 1987a) qu'une petite étoile bleue pouvait exploser par collapse du coeur et onde de choc. La lente croissance du flux optique, jusqu'à des luminosités bien inférieures à celles des SN classiques, des températures stagnantes au minimum possible pour un plasma en train de se recombiner allaient de pair avec l'idée que l'immense majorité de l'énergie avait été utilisée pour mettre les couches externes en mouvement (Schaeffer et al., 1987b). Seule la production d'énergie tardive comme la radioactivité du ^{56}Ni (Woosley et al., 1988) puis du ^{56}Co était encore disponible pour nourrir le flux lumineux. Dès juillet 1987, la courbe de lumière devait décroître exponentiellement avec la période caractéristique du ^{56}Co . Il est patent maintenant que cette SNII avait, à

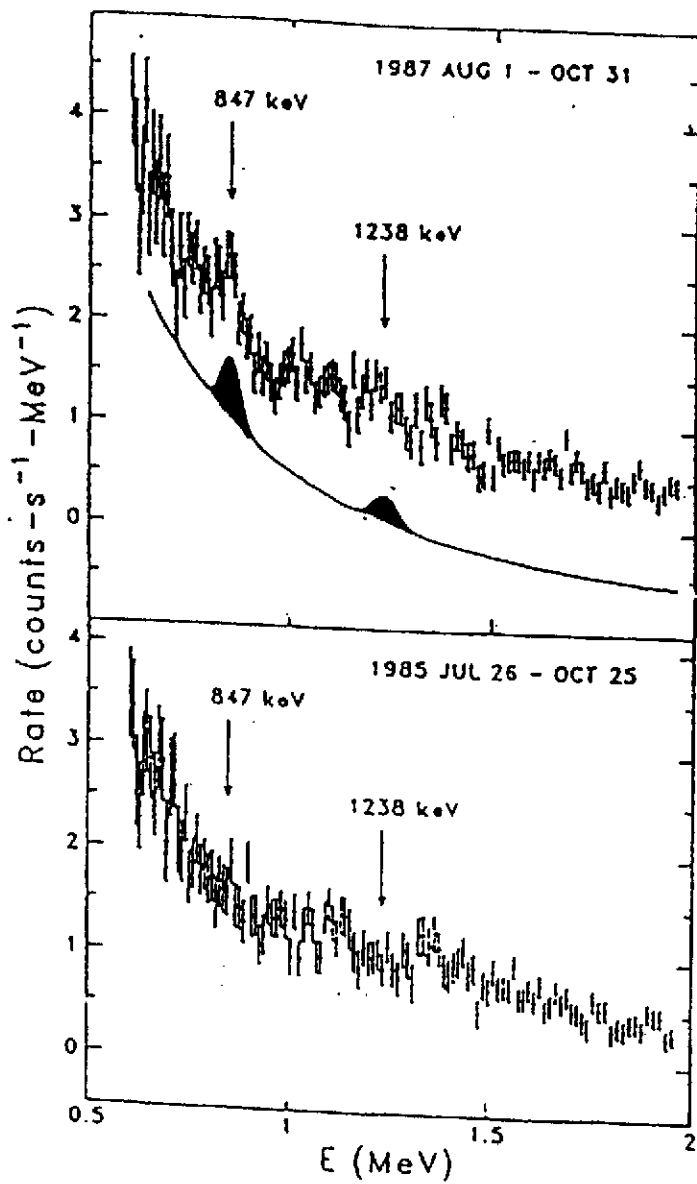


Figure 14: Observation par le satellite SMM (Matz et al., 1987) de l'émission γ à 847 keV et à 1238 keV due à la décroissance radioactive de ^{56}Co dans le reste de la SN1987A. Cette émission était absente en 1985 lorsque la même région du ciel avait été observée.

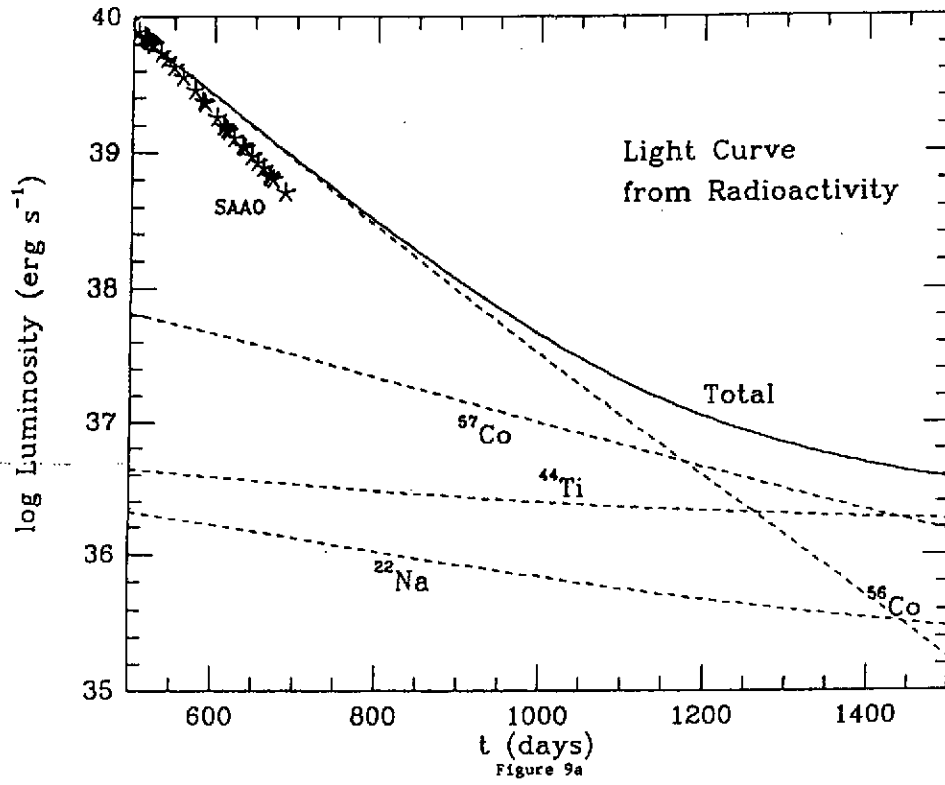


Figure 15: Infléchissement attendu de la décroissance de l'émission lumineuse de la SN1987A, dû à la radioactivité d'éléments peu abondants mais à longue durée de vie. Un plateau à $\sim 5 \cdot 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ devrait apparaître vers le 1200e jour (Arnett et al., 1990). Des estimations similaires ont été faites par Lehoucq et al. (1990).

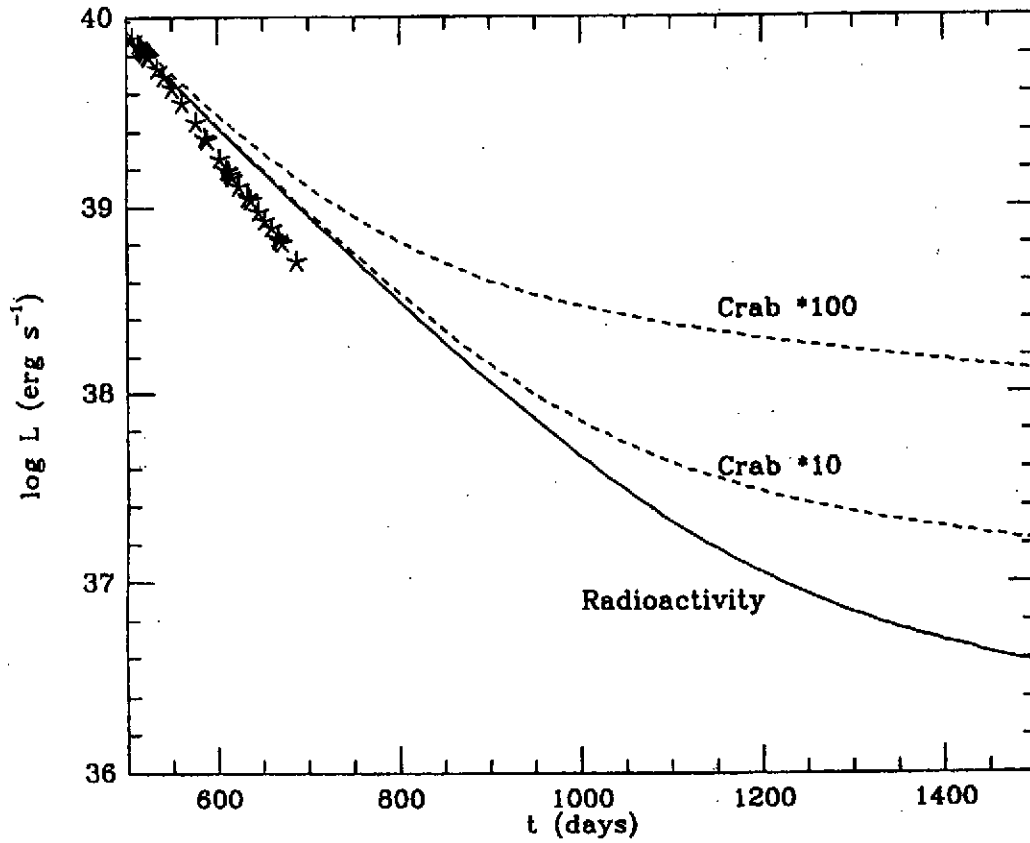


Figure 16: Infléchissement attendu de la courbe de lumière dû à la présence d'un pulsar au centre du nuage en expansion. Si l'énergie émise par le pulsar est analogue à celle émise par le pulsar de la nébuleuse du Crabe, l'effet sera peu visible. Si, comme on peut le croire pour un pulsar bien plus jeune, cette énergie est d'un ordre de grandeur ou deux supérieure, la décroissance due à la radioactivité du ^{56}Co devrait s'arrêter vers le jour 800 ou 1000. (Arnett et al., 1990), à un niveau de l'ordre de $\sim 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$.

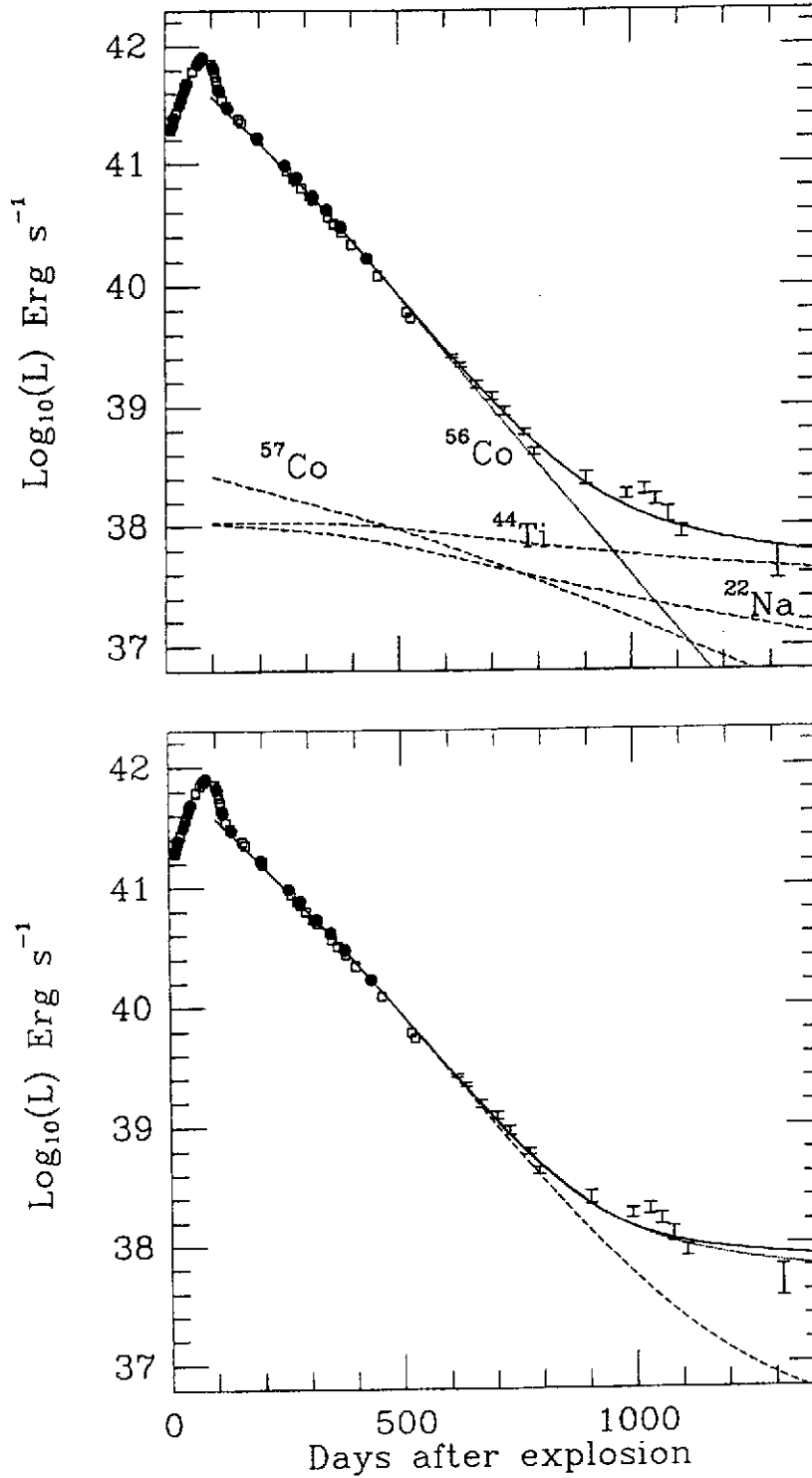


Figure 17: Courbe de lumière au jour 1316. La décroissance s'est arrêtée aux environs du 900e jour, l'émission d'énergie se stabilisant aux environs de $\sim 10^{38} \text{erg s}^{-1}$. Ce plateau pourrait être dû à des éléments radioactifs (haut) considérablement plus abondants que prévus (Lehoucq et al., 1990), ou bien (bas) à une source d'énergie centrale (Bouchet et al., 1990), dont l'énergie, cependant, ne peut guère dépasser celle émise par le pulsar du Crabe. Ces figures sont tirées de Bouchet et al. (1991).

part la présence d'hydrogène, toutes les caractéristiques des SNIb.

Depuis près de 20 ans, les astrophysiciens se doutaient que la radioactivité du ^{56}Ni et du ^{56}Co étaient les sources d'énergie des SNI, (Colgate et McKee, 1969) et aussi des explosions des étoiles bleues massives (Schaeffer et al., 1987). Depuis les derniers mois de 1987, nous avons la preuve directe de la réalité de ce fait: le satellite japonais SMM a détecté (Fig.14) les photons γ issus de la décroissance du ^{56}Co .

Du jour 130 au jour 800, la pente devait rester exponentielle, aucune autre injection tardive d'énergie ne pouvant entrer en compétition avec le Co radioactif. Les prétendants ne manquent pas (Arnett et al., 1990; Lehoucq et al., 1990). Il y a d'abord (Fig.15) tous les éléments radioactifs moins abondants que ^{56}Co , mais de durée de vie plus longue: ^{57}Co , ^{44}Ti , ^{22}Na . Mais la luminosité, de 10^{42}erg s^{-1} au maximum, doit descendre jusqu'à 10^{37}erg s^{-1} pour que l'énergie due à ces éléments devienne apparente. Il y a aussi (Fig.16) le pulsar. L'étoile à neutron formée lors de la supernova est probablement en rotation, et a un champ magnétique intense, tout comme le pulsar du Crabe formé il y a près de 1000 ans. L'émission d'énergie du jeune pulsar pourrait même être supérieure d'un ou deux ordres de grandeur à celle du Crabe dont la rotation s'est déjà substantiellement ralentie. Il est aussi possible que la matière venant du nuage en expansion retombe sur l'étoile à neutrons, et génère un rayonnement qui chauffe le nuage. L'on montre que l'énergie maximale (au-delà de laquelle la pression du rayonnement généré empêche la matière de tomber) est donnée par la limite d'Eddington, $L \sim 10^{38}\text{erg s}^{-1}$. Cette source d'énergie devrait être apparente dès que la luminosité descend aux abords de 10^{39} à 10^{38}erg s^{-1} . Serait-il possible de détecter le pulsar par l'énergie qu'il injecte dans le nuage en expansion? L'émoi de la communauté fut certain, lorsque au jour 900 la décroissance de la courbe de lumière se mit à ralentir (Fig.17), alors que la luminosité avoisinait $2 \cdot 10^{38}\text{erg s}^{-1}$. Le flux émis, en décroissance lente, presque constant est aux alentours de $5 \cdot 10^{37}\text{erg s}^{-1}$, début octobre 1990, au jour 1316, (Bouchet et al., 1991; Suntzeff et al, 1990). Trop important pour être dû aux produits radioactifs, ce flux pourrait être produit par un pulsar ayant les mêmes propriétés que celui du Crabe. Le mystère n'est à ce jour pas élucidé. Pulsar, ou étoile à neutrons accréant de la matière? Produit radioactif dix fois plus abondant que prévu dans le nuage en expansion? Si tel est le cas, le télescope SIGMA devrait être en mesure de détecter les photons γ émis lors de ces décroissances radioactives (Lehoucq et al., 1990).

4) Conclusions

Les supernovae jouent un rôle central dans l'évolution des galaxies, et dans la production de tous les éléments plus lourds que le Lithium que nous trouvons sur terre. Le mécanisme de ces gigantesques explosions, qui libèrent pendant quelques mois autant d'énergie que toute les étoiles réunies d'une galaxie, est sans doute compris. Les SNI sont issues d'étoiles légères, devenues naines blanches, et qui probablement explosent parce qu'elles sont dans un système binaire. Les SNII (et les SNIb) résultent vraisemblablement de la transformation du coeur d'une étoile massive en étoile à neutrons, les couches externes étant éjectées par une onde de choc. La reproduction détaillée de l'explosion par une simulation numérique, dans laquelle entre la somme de nos connaissances de la physique de l'évène-

ment (équation d'état, transport d'énergie, de neutrons), n'est pas encore concluante, ni pour les SNI, ni pour les SNII. Ceci peut à juste titre laisser planer quelque doute sur notre compréhension profonde du phénomène, mais non sur l'explication générale, amplement confirmée par l'observation.

L'explosion d'une supernova proche, aux confins de notre propre galaxie, en février 1987, a été un événement historique, attendu depuis près de quatre siècles. Si le détail observé de l'évènement n'a pas été exempt de surprises, il conforte notre acquis sur le sujet plutôt que de le mettre en doute. Nous savons que c'est une étoile massive qui a explosé. L'observateur des neutrinos nous montre qu'il s'est formé une étoile à neutrons lors de l'évènement. L'émergence d'une onde de choc à la surface de l'étoile, marquant le début de l'émission lumineuse est une autre confirmation du scénario supposé pour les supernovae du Type II. Si les ordinateurs ne réunissent pas, la Nature, elle, sait faire exploser les SNII! Une seule ombre au tableau: l'étoile à neutrons formée lors de l'évènement devrait après près de quatre ans être visible, soit par son signal pulsé, soit par l'énergie qu'elle injecte dans le nuage en expansion. Nous attendons toujours cette preuve directe de sa présence.

Je voudrais remercier M. Cassé, P. Haensel, R. Mochkovich et D. Vautherin pour de nombreuses discussions.

REFERENCES

- Aglietta, M. et al., 1987: *Europhys. Lett.* **3**, 1315.
Alcock, C., Farhi, E., Olinto, A., 1986: *Ap. J.* **310**, 261.
Alexeyev, E.N. et al., 1987: *JETP Lett.* **45**, 461.
Alexeyev, E.N. et al., 1988: *Phys. Lett.* **205**, 209.
Arafune, J., Fukujita, M., 1987: *Phys. Rev. Lett.* **59**, 367.
Arnett, W.D., 1966: *Can. J. Phys.* **44**, 2553.
Arnett, W.D., 1967: *Can. J. Phys.* **45**, 1621.
Arnett, W.D., 1987: *Ap. J.* **319**, 136.
Arnett, W.D., 1988: *Ap. J.* **331**, 377.
Arnett, W.D., Bahcall, J., Kirschner, R.P., Woosley, S.E., 1990: *Ann. Rev. Astron. Astroph.*
Baade, W., Zwicky, F., 1934: *Phys. Rev.* **46**, 76.
Bahcall, J.N., Glashow, S.L., 1987: *Nature* **326**, 476.
Bahcall, J.N., Piran, T., Press, W.H., Spergel, D.M., 1987: *Nature* **327**, 682.
Bahcall, J.N., Spergel, D.N., Press, W.M., 1988: *Phys. Lett.* **200**, 366.
Barbon, R., Ciatti, F., Rusino, L., 1973: *A.A.* **25**, 287.
Baron, E., Cooperstein, J., Kahana, S., 1985: *Nucl. Phys.* **A440**, 744.
Baron, E., Bethe, H., Brown, G., Cooperstein, J., Kahana, S., 1987: *Phys. Rev. Lett.* **59**, 736, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 126.
Baym, G., Pethick, C., 1975: *Ann. Rev. Nuc. Sci.* **25**, 27.
Begelman, M.C., Sarazin, C.L., 1985: *Ap. J. Lett.* **302**, L59.
Bethe, H., Brown, G.E., Applegate, J., Lattimer, J.M., 1979: *Nucl. Phys.* **A324**, 487.
Bethe, H., Brown, G.E., 1985: *Scientific American*.
Bertsch, G., Kruse, M., Dasgupta, S., 1984: *Phys. Rev.* **C29**, 673.
Bionta, R.M. et al., 1987: *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1494.
Blaizot, J.P., 1980: *Phys. Rep.* **64**, 171.
Blaizot, J.P., 1989: *The Nuclear Equation of State*, Peniscola, Spain, W. Greiner, Ed.
Bouchet, P., Danziger, I.J., Lucy, C.B., 1989: *IAU circular* **4933**.
Bouchet, P., Danziger, I.J., Lucy, C.B., 1991: to be published.
Brown, G.E., Bethe, H., Baym, G., 1981: *Nucl. Phys.* **A375**, 481.
Brown, G.E., Kubodera, K., Rho, M., 1987: *Phys. Lett.* **B192**, 273.
Bruenn, S.W., 1987: *Phys. Rev. Lett.* **59**, 938.
Burrows, A., 1988: *Ap. J. Lett.* **328**, L51.
Burrows, A., Lattimer, J., 1987: *Ap. J. Lett.* **318**, L63.
Burrows, A., Mazurek, T., 1983: *Nature* **301**, 315.

- Cahen, S., Schaeffer, R., Cassé, M., 1985: *Fifth Moriond Astrophysics Meeting*, March 1985, Audouze and Mathieu Eds., Dordrecht 1986, Reidel.
- Cisneros, A., 1971: *Ap. Sp. Sci.* **10**, 87.
- Clark, D.M., Stephenson, F.R., 1977: *The Historical Supernovae*, Pergamon.
- Clerke, A.M., 1890: *The system of stars*; p.369 quoted by K.G. Jones, 1976 *J. of Hist. Astro.* vii, p.27.
- Colgate, S.A., McKee, 1969: *Ap. J.* **157**, 623.
- Colgate, S.A., White, R.H., 1966: *Ap. J.* **143**, 626.
- Dotani, J. et al., 1987: *Nature* **330**, 230.
- Ellis, J., Olive, K., 1987: *Phys. Lett.* **193B**, 525.
- Filippenko, A.V., Sargent, W.L.W., 1985: *Nature* **316**, 407.
- Friedman, B., Pandharipande, V.R., 1981: *Nucl. Phys.* **A361**, 502.
- Friedman, J.L., Ipser, J.A., Parker, L., 1989: *Phys. Rev. Lett.* in press.
- Fruchter, A.S., Stinebring, D.H., Taylor, J.H., 1988: *Nature* **333**, 237.
- Glendenning, N., 1986: *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1120.
- Haensel, P., 1988: private communication.
- Haensel, P., Jersk, A.J., 1987: *A.A.* **179**, 127.
- Haensel, P., Proszynski, M., 1982: *Ap. J.* **258**, 306.
- Haensel, P., Schaeffer, R., 1982: *Nucl. Phys.* **A381**, 519.
- Haensel, P., Zdunik, J.L., Schaeffer, R., 1986: *A. A.* **160**, 121.
- Hewish, A., 1975: *Science* **188**, 1079.
- Hillebrandt, W., Höflich, P., 1989: *Rep. Prog. Phys.* **52**, 1421.
- Hirata, K. et al., 1987: *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1490.
- Itoh et al., 1987: *Nature* **330**, 233.
- Joss, P.C., Rappaport, S.D., 1984: *Ann. Rev. Astron. Astroph.* **22**, 539.
- Kahana, S., Cooperstein, J., Baron, E., 1987: *Phys. Lett.* **B196**, 259.
- Kaplan, D.B., Nelson, A.E., 1986: *Phys. Lett.* **175**, 57.
- Kapusta, J., 1984: *Nucl. Phys.* **A418**, 573.
- Kolb, E., Stebbins, A., Turner, M.S., 1987: *Phys. Rev.* **D35**, 3598.
- Krauss, L.M., 1987: *Nature* **329**, 689.
- Krauss, L.M., Tremaine, S., 1987: *Phys. Rev. Lett.* **60**, 176.
- Kristian, J. et al., 1989: *Nature* **388**, 234.
- Lagage, P.O., Cribier, M., Rich, J., Vignaud, D., 1987: *Phys. Lett.* **B193**, 121.
- Lattimer, J., Cooperstein, J., 1987: *BNL* 40588.
- Lattimer, J., Yahill, A., 1987: *ACS Symposium*, New Orleans, August 30 - Sept. 4.
- Lehoucq, R., Cesarsky, C., Cassé, M., 1990: à paraître.
- Longo, 1987: *Phys. Rev.* **D36**, 3276, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 173.
- Maeder, A., 1981: *A. A.* **102**, 401.
- Maeder, A., 1987: *Proceedings of the ESO Workshop on the SN1987a*, Danzinger Ed., Garching.
- Maeder, A., Lequeux, J., 1982: *A. A.* **114**, 409.
- Manchester, R.N., Taylor, J.H., 1977: *Pulsars*, Freeman.
- Malone, R.C., Johnson, R.C., Bethe, H.A., 1975: *Ap. J.* **199**, 741.

- Matz, S.M. et al., 1988: *Nature* **331**, 416.
- Mayle, R., Wilson, J., Schramm, D.N., 1987: *Ap. J.* **318**, 288.
- Mazets, E.P. et al., 1979: *Nature* **282**, 587.
- Mazurek, T., 1976: *Ap. J. Lett.* **207**, L87.
- Molitoris, J.J., Stöcker, H., 1985: *Phys. Rev.* **C32**, 346, *Phys. Lett.* **B162**, 47.
- Myra, E.S., Bludman, S.A., 1989: *Ap. J.* **340**, 384.
- Nadēzhin, D.K., Ostroshenko, I.V., 1980: *Astr. Zh.* **57**, 78.
- Nomoto, K., Hashimoto, M., 1986: *Prog. Part. Nucl. Phys.* **17**, 267.
- Nussimov, S., Raphaelli, Y., 1987: *Phys. Rev.* **D36**, 2278.
- Pandharipande, V.R., 1971: *Nucl. Phys.* **A178**, 123.
- Pinto, P., Woosley, S.E., 1988: *Ap. J.* **327**
- Piran, T., Spergel, D.N., 1988: *Moriond Astrop. Meeting on Dark Matter*, March 88, Ed. Audouze and Tran Thanh Van.
- Rees, M., Stoneham, R.J., 1982: *Supernovae*, Reidel.
- Saio, H., Nomoto, K., Kato, M., 1988: *Nature* **334**, 508.
- Sato, K., Suzuki, M., 1987: *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2722.
- Sawyer, R.F., Soni, A., 1979: *Ap. J.* **230**, 869.
- Schaeffer, R., 1987: *Moriond Meeting*, March 5-14, 1987, Ed.
- Schaeffer, R., Cassé, M., Cahen, S., 1987: *Ap. J. Lett.* **316**, L31.
- Schaeffer, R., Cassé, M., Mochkovich, R., Cahen, S., 1987: *A.A. Lett.* **184**, 6.
- Schaeffer, R., Declais, Y., Jullian, S., 1987: *Nature* **350**, 142.
- Schramm, D., 1987: *Comments Nuc. Part. Phys.* **17**, 239.
- Shapiro, S.L., Teukolsky: *Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars*.
- Sharma, M.M. et al., 1988: *Phys. Rev.* **C38**, 2562.
- Shiegeyama, T., Nomoto, K., Hashimoto, K., Sugimoto, D., 1987: *Nature* **388**, 320.
- Spergel, D.N., Piran, T., Loeb, A., Goodman, J., Bahcall, J.N., 1987: *Science* **327**, 1471.
- Stock, R. et al., 1982: *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1236.
- Suntzeff, N.B. et al., 1990: *IAU Circular* 4995.
- Sunyaev, R. et al., 1987: *Nature* **330**, 227.
- Taylor, J.H., Weisberg, J.M., 1984: *Phys. Rev. Lett.* **52**, 1348.
- Turner, M., 1987: *Fermilab* 87/202.
- Trimble, V., 1982: *Rev. Mod. Phys.* **54**, 1183.
- Tsuruta, S., 1986: *Comments Ap.* **11**, 151.
- Walecka, J.D., 1974: *Ann. Phys.* **83**, 491.
- Walker, T., Schramm, D., 1987: *Phys. Lett.* **B195**, 331.
- Wang, Q.D., Lu, T., 1984: *Phys. Lett.* **B148**, 211.
- Wheeler, J.C., Lerreault, R., 1985: *Ap. J. Lett.* **294**, L17.
- Wilson, J.R., 1985: *Numerical Astrophysics*, Boston
- Witten, E., 1984: *Phys. Rev.* **D30**, 272.
- Woosley, S.E., 1988: *UCRL* 98001.
- Woosley, S.E., Pinto, P.A., Martin, P., Weaver, T.A., 1987: *Ap. J.* **318**, 664.
- Woosley, S.E., Weaver, T.A., 1986: *Ann. Rev. Ast. Astrop.* **24**, 205.